

1856.

ANNALEN

No. 4.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND XCVII.

I. Ueber die Anwendung der mechanischen Wärme-
theorie auf die Dampfmaschine;

von R. Clausius.

(Schluss von S. 476.)

27. Der Einfluss, welchen die Verschiedenheit des Druckes im Kessel und im Cylinder auf die Arbeit ausübt, ist bisher wohl am vollständigsten in dem Werke von de Pambour »*Théorie des Machines à Vapeur*« behandelt, und es sey mir gestattet, bevor ich selbst auf diesen Gegenstand eingehe, das Wesentlichste jener Behandlungsweise, nur mit etwas anderer Bezeichnung und unter Fortlassung der Gröfsen, welche sich auf die Reibung beziehen, hier voranzuschicken, um leichter nachweisen zu können, inwiefern sie den neueren Kenntnissen über die Wärme nicht mehr entspricht, und zugleich die neue Behandlungsweise, welche meiner Meinung nach an ihre Stelle treten mufs, daran anzuknüpfen.

28. Die Grundlage der Pambour'schen Theorie bilden die beiden schon eingangs erwähnten Gesetze, welche damals ziemlich allgemein auf den Wasserdampf angewandt wurden. Erstens das Watt'sche Gesetz, dafs die Summe der latenten und freien Wärme constant sey. Aus diesem Gesetze zog man den Schluss, dafs, wenn ein Quantum Wasserdampf im Maximum der Dichte in einer für Wärme undurchdringlichen Hülle eingeschlossen sey, und der Rauminhalt dieser Hülle vergrößert oder verkleinert werde, dabei der Dampf weder überhitzt werde, noch sich theilweise niederschlagen, sondern gerade im Maximum der Dichte bleibe; und dieses sollte stattfinden, ganz unabhängig davon, in

welcher Weise die Volumenänderung geschehe, ob der Dampf dabei einen seiner Expansivkraft entsprechenden Druck zu überwinden habe, oder nicht. Dasselbe Verhalten des Dampfes setzte Pambour im Cylinder der Dampfmaschine voraus, indem er auch von den Wassertheilchen, welche in diesem Falle dem Dampfe beigemischt sind, nicht annahm, daß sie einen merklichen ändernden Einfluss ausüben könnten.

Um nun den Zusammenhang, welcher für Dampf im Maximum der Dichte zwischen Volumen und Temperatur oder Volumen und Druck besteht, näher angeben zu können, wandte Pambour zweitens das Mariotte'sche und Gay-Lussac'sche Gesetz auf den Dampf an. Daraus erhält man, wenn man das Volumen eines Kilogramm Dampf bei 100° im Maximum der Dichte nach Gay-Lussac zu 1,696 Cubikmeter annimmt, und bedenkt, daß der dabei stattfindende Druck von einer Atmosphäre 10333 Kilogramm auf ein Quadratmeter beträgt, und man für irgend eine andere Temperatur t das Volumen und den Druck unter Zugrundelegung derselben Einheiten mit v und p bezeichnet, die Gleichung:

$$(28) \quad v = 1,696 \cdot \frac{10333}{p} \cdot \frac{273+t}{273+100}.$$

Hierin braucht man nur noch für p die aus der Spannungsreihe bekannten Werthe zu setzen, um für jede Temperatur das unter jenen Voraussetzungen richtige Volumen berechnen zu können.

29. Da nun aber in den Formeln für die Arbeit der Dampfmaschine das Integral $\int p dv$ eine Hauptrolle spielt, so war es, um dieses auf bequeme Weise berechnen zu können, nothwendig, eine möglichst einfache Formel zwischen v und p allein zu haben.

Die Gleichungen, welche man erhalten würde, wenn man mittelst einer der gebräuchlichen empirischen Formeln für p die Temperatur t aus der vorigen Gleichung eliminiren wollte, würden zu complicirt ausfallen, und Pambour

zog es daher vor, eine besondere empirische Formel für diesen Zweck zu bilden, welcher er nach dem Vorgange von Navier folgende allgemeine Gestalt gab:

$$(29) \quad v = \frac{B}{b+p},$$

worin B und b Constante sind. Diese Constanten suchte er nun so zu bestimmen, daß die aus dieser Formel berechneten Volumina möglichst genau mit den aus der vorigen Formel berechneten übereinstimmten. Da dieses aber für alle bei den Dampfmaschinen vorkommende Druckgrößen nicht mit hinlänglicher Genauigkeit möglich ist, so berechnete er zwei verschiedene Formeln, für Maschinen mit und ohne Condensator.

Die erstere lautet:

$$(29_a) \quad v = \frac{20000}{1200+p},$$

und schließt sich der obigen Formel (28) am besten zwischen $\frac{2}{3}$ und $3\frac{1}{2}$ Atmosphären an, ist aber auch noch in einem etwas weiteren Intervall, etwa zwischen $\frac{1}{2}$ und 5 Atmosphären anwendbar.

Die zweite, für Maschinen ohne Condensator bestimmte, dagegen lautet:

$$(29_b) \quad v = \frac{21232}{3020+p}.$$

Sie ist zwischen 2 und 5 Atmosphären am genauesten, und das ganze Intervall ihrer Anwendbarkeit reicht etwa von $1\frac{1}{2}$ bis 10 Atm.

30. Die von den Dimensionen der Dampfmaschine abhängigen Größen, welche bei der Bestimmung der Arbeit in Betracht kommen, sollen hier, etwas abweichend von Pambour, folgendermaßen bezeichnet werden. Der ganze Raum, welcher während eines Hubes im Cylinder für den Dampf frei wird, mit Einschluss des schädlichen Raumes, heiße v' . Der schädliche Raum soll von dem ganzen Raume den Bruchtheil ε bilden, so daß also der schädliche Raum durch $\varepsilon v'$ und der von der Stempelfläche beschriebene Raum durch $(1 - \varepsilon)v'$ dargestellt wird. Ferner

sey der Theil des ganzen Raumes, welcher bis zum Momente des Abschlusses des Cylinders vom Dampfkessel für den Dampf frei geworden ist, ebenfalls mit Einschluss des schädlichen Raumes, mit ev' bezeichnet. Demnach wird der von der Stempelfläche während des Dampfzutrittes beschriebene Raum durch $(e - \varepsilon)v'$ und der während der Expansion beschriebene Raum durch $(1 - e)v'$ ausgedrückt.

Um nun zunächst die während des Dampfzutrittes gethane Arbeit zu bestimmen, muss der während dieser Zeit im Cylinder wirksame Druck bekannt seyn. Dieser ist jedenfalls kleiner, als der Druck im Kessel, weil sonst kein Strömen des Dampfes stattfinden würde; wie groß aber diese Differenz ist, lässt sich nicht allgemein angeben, da sie nicht nur von der Einrichtung der Maschine abhängt, sondern auch davon, wie weit der Maschinist die im Dampfzuleitungsrohre befindliche Klappe geöffnet hat, und mit welcher Geschwindigkeit sich die Maschine bewegt. Durch Aenderung dieser Umstände kann jene Differenz innerhalb weiter Gränzen variiren. Auch braucht der Druck im Cylinder nicht während der ganzen Zeit des Zuströmens constant zu seyn, weil sowohl die Stempelgeschwindigkeit, als auch die von dem Ventil oder dem Schieber frei gelassene Zuströmungsöffnung veränderlich ist.

In Bezug auf den letzteren Umstand nimmt Pambour an, daß der mittlere Druck, welcher bei der Bestimmung der Arbeit in Rechnung zu bringen ist, mit hinlänglicher Genauigkeit gleich demjenigen Drucke gesetzt werden könne, welcher zu Ende des Einstromens im Momente des Abschlusses vom Kessel im Cylinder stattfindet. Obwohl ich es nicht für zweckmäßig halte, eine solche Annahme, welche nur für die numerische Berechnung in Ermangelung sichrerer Data zu Hülfe genommen ist, gleich in die allgemeinen Formeln mit einzuführen, so muss ich doch hier bei der Auseinandersetzung seiner Theorie seinem Verfahren folgen.

Den im Momente des Abschlusses im Cylinder stattfindenden Druck bestimmt Pambour mittelst der von ihm festgestellten Beziehung zwischen Volumen und Druck, in-

dem er dabei voraussetzt, daß die während der Zeiteinheit und somit auch die während eines Hubes aus dem Kessel in den Cylinder tretende Dampfmenge durch besondere Beobachtungen bekannt ist. Wir wollen dem Früheren entsprechend die ganze während eines Hubes in den Cylinder tretende Masse mit M , und den dampfförmigen Theil derselben mit m bezeichnen. Da dieser Masse, von welcher Pambour nur den dampfförmigen Theil berücksichtigt, im Momente des Abschlusses den Raum ev' ausfüllt, so hat man, wenn man den in diesem Momente stattfindenden Druck mit p_2 bezeichnet, nach Gleichung (29):

$$ev' = \frac{m \cdot B}{b + p_2}$$

woraus folgt:

$$(30) \quad p_2 = \frac{m \cdot B}{ev'} - b.$$

Multiplicirt man diese Gröfse mit dem bis zu demselben Momente von der Stempelfläche beschriebenen Raume $(e - \varepsilon)v'$, so erhält man für den ersten Theil der Arbeit den Ausdruck:

$$(31) \quad W_1 = mB \cdot \frac{e - \varepsilon}{e} - v'(e - \varepsilon)b.$$

Das Gesetz, nach welchem sich der Druck während der nun folgenden Expansion ändert, ergibt sich ebenfalls aus der Gleichung (29). Sey das veränderliche Volumen in irgend einem Momente mit v und der dazugehörige Druck mit p bezeichnet, so hat man:

$$p = \frac{m \cdot B}{v} - b.$$

Diesen Ausdruck muß man in das Integral $\int p dv$ einsetzen, und dann die Integration von $v = ev'$ bis $v = v'$ ausführen, wodurch man als zweiten Theil der Arbeit erhält:

$$(32) \quad W_2 = mB \cdot \log \frac{1}{e} - v'(1 - e)b.$$

Um die bei dem Rückgange des Stempels von dem Gegendrucke gethane negative Arbeit zu bestimmen, muß der Gegendruck selbst bekannt seyn. Wir wollen, ohne

für jetzt darauf einzugehen, wie sich dieser Gegendruck zu dem im Condensator stattfindenden Drucke verhält, den mittleren Gegendruck mit p_0 bezeichnen, so daß die von ihm gethane Arbeit durch

$$(33) \quad W_3 = -v'(1-\epsilon)p_0$$

dargestellt wird.

Endlich bleibt noch die Arbeit übrig, welche dazu verwandt werden muß, um die Flüssigkeitsmenge M wieder in den Kessel zurückzupressen. Pambour hat diese Arbeit nicht besonders berücksichtigt, sondern hat sie in die Reibung der Maschine mit eingeschlossen. Da ich sie indessen in meine Formeln, um den Cyclus der Operationen vollständig zu haben, mit aufgenommen habe, so will ich sie zur leichteren Vergleichung auch hier hinzufügen. Wie sich aus den bei dem früher betrachteten Beispiele aufgestellten Gleichungen (21) und (22) ergibt, wird diese Arbeit, wenn p_1 den Druck im Kessel und p_0 den im Condensator bedeutet, im Ganzen durch

$$(34) \quad W_4 = -M\sigma(p_1 - p_0)$$

dargestellt. Für unseren jetzigen Fall, wo wir unter p_0 nicht den Druck im Condensator selbst, sondern in dem mit dem Condensator in Verbindung stehenden Theile des Cylinders verstehen, ist dieser Ausdruck freilich nicht ganz genau; da aber wegen der Kleinheit der GröÙe σ der ganze Ausdruck einen so geringen Werth hat, daß er kaum der Berücksichtigung verdient, so können wir eine im Verhältnisse zu dem schon kleinen Werthe wiederum kleine Ungenauigkeit um so mehr vernachlässigen, und wollen daher den Ausdruck in derselben Form auch hier beibehalten.

Durch Addition dieser vier einzelnen Arbeitsgrößen erhält man die ganze während des Kreisprocesses gethane Arbeit, nämlich:

$$(35) \quad W = mB\left(\frac{e-1}{e} + \log \frac{1}{e}\right) - v'(1-\epsilon)(b+p_0) - M\sigma(p_1 - p_0).$$

31. Will man die Arbeit endlich noch, statt auf einen einzelnen Hub, während dessen die Dampfmenge m wirk-

sam ist, lieber auf die Gewichtseinheit Dampf beziehen, so braucht man den vorigen Werth nur durch m zu dividiren. Wir wollen dabei den Bruch $\frac{M}{m}$, welcher das Verhältniß der ganzen in den Cylinder tretenden Masse zu dem dampfförmigen Theile derselben darstellt, und somit etwas größer als 1 ist, mit l , ferner den Bruch $\frac{v'}{m}$ d. h. den Raum, welcher der Gewichtseinheit Dampf im Cylinder im Ganzen geboten wird, mit V , und den Bruch $\frac{W'}{m}$, oder die der Gewichtseinheit Dampf entsprechende Arbeit, mit W bezeichnen. Dann kommt:

$$(XII) \quad W = B \left(\frac{e-e}{e} + \log \frac{1}{e} \right) - V(1-e)(b+p_0) - l\sigma(p_1 - p_0).$$

In dieser Gleichung kommt nur ein Glied vor, welches von dem Volumen V abhängt, und zwar enthält es V als Factor. Da dieses Glied negativ ist, so folgt daraus, daß die Arbeit, welche man mittelst einer Gewichtseinheit Dampf erhalten kann, unter sonst gleichen Umständen am größten ist, wenn das Volumen, welches dem Dampfe im Cylinder geboten wird, möglichst klein ist. Der kleinste Werth des Volumens, welchem man sich, wenn man ihn auch nie ganz erreicht, doch mehr und mehr nähern kann, ist derjenige, welchen man findet, wenn man annimmt, daß die Maschine so langsam gehe, oder der Zuströmungskanal so weit sey, daß im Cylinder derselbe Druck p_1 stattfinde wie im Kessel. Dieser Fall giebt also das Maximum der Arbeit. Ist bei gleichem Dampfzustrome die Ganggeschwindigkeit größer, oder bei gleicher Ganggeschwindigkeit der Dampfstrom geringer, so erhält man in beiden Fällen mittelst derselben Dampfmenge eine kleinere Arbeit.

32. Bevor wir von hier aus dazu übergehen, nach der mechanischen Wärmetheorie dieselbe Reihe von Vorgängen in ihrem Zusammenhange zu betrachten, wird es zweckmäßig seyn, einen derselben, welcher noch einer speciellen Untersuchung bedarf, vorher einzeln zu behandeln, um die darauf bezüglichen Resultate im Voraus festzustellen, näm-

lich das Einstürmen des Dampfes in den schädlichen Raum und in den Cylinder, wenn er hier einen geringeren Druck zu überwinden hat, als den, mit welchem er aus dem Kessel getrieben wird. Ich kann bei dieser Untersuchung ganz nach denselben Principien verfahren, welche ich schon in einem früheren Aufsätze *) zur Behandlung einiger ähnlicher Fälle angewandt habe.

Der aus dem Kessel kommende Dampf tritt zuerst in den schädlichen Raum, comprimirt hier den vom vorigen Hube noch vorhandenen Dampf von geringer Dichte, und füllt den dadurch frei werdenden Raum aus, und wirkt dann drückend gegen den Stempel, welcher der Annahme nach wegen verhältnißmäßig geringer Belastung so schnell zurückweicht, daß der Dampf nicht schnell genug folgen kann, um im Cylinder dieselbe Dichte zu erreichen, wie im Kessel.

Unter solchen Umständen müßte, wenn aus dem Kessel gerade nur gesättigter Dampf austräte, dieser im Cylinder überhitzt werden, indem die lebendige Kraft der Einstür-

- 1) »Ueber das Verhalten des Dampfes bei der Ausdehnung unter verschiedenen Umständen;« diese Ann. Bd. 82, S. 263. Ueber diesen Aufsatz und eine damit zusammenhängende im *Phil. Mag.* mitgetheilte Note sagt Helmholtz bei seiner Berichterstattung in den von der *Physikalischen Gesellschaft zu Berlin* herausgegebenen »Fortschritten der Physik« Jahrg. 1850 und 51 S. 582, daß dieselben seiner Meinung nach in mehreren Punkten principiell unrichtig seyen. Die Gründe, welche er dafür anführt, sind mir aber nicht verständlich geworden. Es werden mir Ansichten zugeschrieben, die ich nie gehabt habe, und ihnen gegenüber Sätze ausgesprochen, die ich nie bestritten habe, und die sogar zum Theil die Grundlage meiner eigenen Arbeiten über die mechanische Wärmetheorie bilden, und dabei ist das Ganze so allgemein gehalten, daß es mir unmöglich gewesen ist, zu erkennen, in wiefern jene Ansichten aus meinen Worten folgen, oder diese Sätze meine Schlüsse widerlegen sollen. Ich sehe mich daher zu einer Vertheidigung meiner früheren Arbeiten gegen diesen Tadel nicht veranlaßt. Da indessen die hier folgende Entwicklung, wie oben gesagt, ganz auf denselben Ansichten beruht, von welchen ich damals geleitet wurde, so wird Helmholtz vielleicht auch in der That denselben principiellen Fehler wiederfinden. Für diesen Fall sehe ich keinen Einwand entgegen, nur möchte ich ihn dann ersuchen, etwas specieller auf die Sache einzugehen.

mungsbewegung sich hier in Wärme verwandelt; da aber der Dampf etwas fein vertheiltes Wasser mit sich führt, so wird von diesem ein Theil durch die überschüssige Wärme verdampfen, und dadurch der übrige Dampf im gesättigten Zustande erhalten werden.

Wir müssen uns nun die Aufgabe stellen: *wenn erstens der Anfangszustand der ganzen in Betracht kommenden Masse, sowohl der schon vorher im schädlichen Raume befindlichen, als auch der aus dem Kessel neu hinzukommenden, ferner die Größe der Arbeit, welche während des Einströmens von dem auf den Stempel wirkenden Drucke gethan wird, und endlich der Druck, welcher im Momente des Abschlusses vom Kessel im Cylinder stattfindet, gegeben sind, dann zu bestimmen, wieviel von der im Cylinder befindlichen Masse in diesem Momente dampfförmig ist.*

33. Die vor dem Einströmen im schädlichen Raume befindliche Masse, von welcher der Allgemeinheit wegen angenommen werden soll, daß sie theils flüssig theils dampfförmig sey, heiße μ und der davon dampfförmige Theil μ_0 . Der Druck dieses Dampfes und die dazugehörige absolute Temperatur mögen vorläufig mit p_0 und T_0 bezeichnet werden, ohne daß damit gesagt seyn soll, daß dieses genau dieselben Werthe seyen, welche auch für den Condensator gelten. Der Druck und die Temperatur im Kessel sollen wie früher p_1 und T_1 , die aus dem Kessel in den Cylinder strömende Masse M und der davon dampfförmige Theil m , heißen. Der während des Einströmens auf den Stempel ausgeübte Druck braucht, wie schon erwähnt, nicht constant zu seyn. Wir wollen denjenigen Druck den *mittleren* nennen und mit p' , bezeichnen, mit welchem der von der Stempelfläche während der Zeit des Einströmens beschriebene Raum multiplicirt werden muß, um dieselbe Arbeit zu erhalten, welche von dem veränderlichen Drucke gethan wird. Der im Momente des Abschlusses im Cylinder wirklich stattfindende Druck und die dazugehörige Temperatur seyen durch p_2 und T_2 und endlich die Größe, um deren Bestimmung es sich handelt, nämlich der von der ganzen

jetzt im Cylinder vorhandenen Masse $M + \mu$ dampfförmige Theil durch m_2 dargestellt.

Zur Bestimmung dieser Gröfse denken wir uns die Masse $M + \mu$ auf irgend einem Wege in ihren Anfangszustand zurückgeführt, z. B. folgendermassen. Der dampfförmige Theil m_2 wird im Cylinder durch Herabdrücken des Stempels condensirt, wobei vorausgesetzt wird, dafs der Stempel auch in den schädlichen Raum eindringen könne. Zugleich wird der Masse in irgend einer Weise fortwährend soviel Wärme entzogen, dafs ihre Temperatur constant T_2 bleibt. Dann wird von der ganzen flüssigen Masse der Theil M in den Kessel zurückgepresst, wo er wieder die ursprüngliche Temperatur T_1 annimmt. Dadurch ist im Kessel derselbe Zustand wie vor dem Einströmen wieder hergestellt, indem es nicht darauf ankommt, ob gerade *dieselbe* Masse m_1 , welche vorher dampfförmig war, es auch jetzt wieder ist, oder ob eine *gleich grofse andere* Masse an ihre Stelle getreten ist. Der übrige Theil μ wird zuerst im flüssigen Zustande von T_2 bis T_0 abgekühlt, und bei dieser Temperatur verwandelt sich der Theil μ_0 in Dampf, wobei der Stempel soweit zurückweicht, dafs dieser Dampf wieder seinen ursprünglichen Raum einnehmen kann.

34. Hiermit hat die Masse $M + \mu$ einen vollständigen Kreisprocefs durchgemacht, auf welchen wir nun den Satz anwenden können, dafs die Summe aller während eines Kreisprocesses von der Masse aufgenommenen Wärmemengen der ganzen dabei gethanen äufseren Arbeit äquivalent seyn mufs.

Es sind nach einander folgende Wärmemengen aufgenommen:

1) Im Kessel, wo die Masse M von der Temperatur T_2 bis T_1 erwärmt und bei der letzteren Temperatur der Theil m_1 in Dampf verwandelt werden mufste:

$$m_1 r_1 + Mc(T_1 - T_2).$$

2) Bei der Condensation des Theiles m_2 bei der Temperatur T_2 :

$$-m_2 r_2.$$

3) Bei der Abkühlung des Theiles μ von T_2 bis T_0 :

$$-\mu c(T_2 - T_0).$$

4) Bei der Verdampfung des Theiles μ_0 bei der Temperatur T_0 :

$$\mu_0 r_0.$$

Die im Ganzen aufgenommene Wärmemenge, welche Q heiße, ist also:

$$(36) \quad Q = m_1 r_1 - m_2 r_2 + M c(T_1 - T_2) + \mu_0 r_0 - \mu c(T_2 - T_0).$$

Die Arbeitsgrößen ergeben sich folgendermaßen:

1) Um den von der Stempelfläche während des Einstromens beschriebenen Raum zu bestimmen, weiß man, daß der ganze zu Ende dieser Zeit von der Masse $M + \mu$ eingenommene Raum

$$m_2 u_2 + (M + \mu) \sigma$$

ist. Hiervon muß der schädliche Raum abgezogen werden. Da dieser zu Anfange bei der Temperatur T_0 von der Masse μ ausgefüllt wurde, wovon der Theil μ_0 dampfförmig war, so läßt er sich durch

$$\mu_0 u_0 + \mu \sigma$$

darstellen. Zieht man diese GröÙe von der vorigen ab, und multiplicirt den Rest mit dem mittleren Drucke p' , so erhält man als erste Arbeit:

$$(m_2 u_2 + M \sigma - \mu_0 u_0) p'.$$

2) Die Arbeit bei der Condensation der Masse m_2 ist:

$$-m_2 u_2 p_2.$$

3) Beim Zurückpressen der Masse M in den Kessel:

$$-M \sigma p_1.$$

4) Bei der Verdampfung des Theiles μ_0 :

$$\mu_0 u_0 p_0.$$

Durch Addition dieser vier GröÙen erhält man für die ganze Arbeit W den Ausdruck:

$$(37) \quad W = m_2 u_2 (p'_1 - p_2) - M \sigma (p_1 - p'_1) - \mu_0 u_0 (p'_1 - p_0).$$

Setzt man diese für Q und W gefundenen Werthe in die Gleichung (I) nämlich

$$Q = A \cdot W$$

ein, und bringt die mit m_2 behafteten Glieder auf Eine Seite zusammen, so kommt:

$$(XIII) \quad m_2 [r_2 + A u_2 (p'_1 - p_2)] = m_1 r_1 + M c (T_1 - T_2) \\ + \mu_0 r_0 - \mu c (T_2 - T_0) + A \mu_0 u_0 (p'_1 - p_0) + A M \sigma (p_1 - p'_1).$$

Mittelst dieser Gleichung kann man aus den als bekannt vorausgesetzten Gröſsen die Gröſſe m_2 berechnen.

35. In solchen Fällen, wo der mittlere Druck p'_1 beträchtlich gröſſer ist, als der Enddruck p_2 , z. B. wenn man annimmt, daſs während des gröſſeren Theiles der Einströmungszeit im Cylinder nahe derselbe Druck stattgefunden habe, wie im Kessel, und erst zuletzt durch Ausdehnung des schon im Cylinder befindlichen Dampfes der Druck auf den geringeren Werth p_2 herabgesunken sey, kann es vorkommen, daſs man für m_2 einen Werth findet, der kleiner als $m_1 + \mu_0$ ist, daſs also ein Theil des ursprünglich vorhandenen Dampfes sich niedergeschlagen hat. Ist dagegen p'_1 nur wenig gröſſer oder gar kleiner als p_2 , so findet man für m_2 einen Werth, der gröſſer als $m_1 + \mu_0$ ist. Dieses letztere ist bei der Dampfmaschine als Regel zu betrachten, und gilt insbesondere auch für den von Pambour angenommenen speciellen Fall, daſs $p'_1 = p_2$ ist.

Wir sind somit zu Resultaten gelangt, welche von den Pambour'schen Ansichten wesentlich abweichen. Während dieser für die beiden verschiedenen Arten der Ausdehnung, welche in der Dampfmaschine nach einander vorkommen, ein und dasselbe Gesetz annimmt, nach welchem der ursprünglich vorhandene Dampf sich weder vermehren noch vermindern, sondern immer nur gerade im Maximum der Dichte bleiben soll, haben wir zwei verschiedene Gleichungen gefunden, welche ein entgegengesetztes Verhalten erkennen lassen. Bei der ersten Ausdehnung während des Einströmens muſs nach der eben gefundenen Gleichung (XIII) noch neuer Dampf entstehen, und bei der weiteren Ausdehnung nach dem Abschlusse vom Kessel, wobei der Dampf die volle seiner Expansivkraft entsprechende Arbeit thut, muſs nach der früher schon entwickelten Gleichung (VII) ein Theil des vorhandenen Dampfes sich niederschlagen.

Da diese beiden entgegengesetzten Wirkungen der Dampfvermehrung und -verminderung, welche auch auf die Gröfse der von der Maschine geleisteten Arbeit einen entgegengesetzten Einflufs ausüben müssen, zum Theil einander aufheben, so kann dadurch unter Umständen angenähert dasselbe Endresultat entstehen, wie nach der einfacheren Pambour'schen Annahme. Deshalb darf man jedoch nicht darauf verzichten, die einmal gefundene Verschiedenheit auch zu berücksichtigen, besonders wenn es sich darum handelt zu bestimmen, in welcher Weise eine Aenderung in der Einrichtung oder im Gange der Dampfmaschine auf die Gröfse ihrer Arbeit einwirkt.

36. Mit Hülfe der in §. 34 einzeln angeführten Wärmemengen kann man nach dem, was in §. 8 gesagt ist, leicht auch die bei der Ausdehnung eintretende uncompensirte Verwandlung bestimmen, indem man das in der Gleichung

$$N = - \int \frac{dQ}{T}$$

vorkommende Integral auf diese Wärmemengen bezieht.

Die Mittheilung der Wärmemengen $m_1 r_1$, $-m_2 r_2$ und $\mu_0 r_0$ geschieht bei constanten Temperaturen, nämlich T_1 , T_2 und T_0 , und diese Theile des Integrals sind daher:

$$\frac{m_1 r_1}{T_1}, \quad -\frac{m_2 r_2}{T_2} \quad \text{und} \quad \frac{\mu_0 r_0}{T_0}.$$

Für die von den Wärmemengen $M c(T_1 - T_2)$ und $-\mu c(T_2 - T_0)$ herrührenden Theile des Integrals findet man nach dem schon in §. 23 angewandten Verfahren die Ausdrücke:

$$M c \log \frac{T_1}{T_2} \quad \text{und} \quad -\mu c \log \frac{T_2}{T_0}.$$

Indem man die Summe dieser Gröfsen an die Stelle des obigen Integrals setzt, erhält man für die uncompensirte Verwandlung den Werth:

$$(38) \quad N = -\frac{m_1 r_1}{T_1} + \frac{m_2 r_2}{T_2} - M c \log \frac{T_1}{T_2} - \frac{\mu_0 r_0}{T_0} + \mu c \log \frac{T_2}{T_0}.$$

37. Wir können uns nun wieder zu dem vollständigen beim Gange der Dampfmaschine stattfindenden Kreispro-

cesse wenden, und die einzelnen Theile desselben in ähnlicher Weise wie früher nach einander betrachten.

Aus dem Dampfkessel, in welchem der Druck p_i angenommen wird, strömt die Masse M in den Cylinder, und zwar der Theil m_1 dampfförmig, und der übrige Theil tropfbar flüssig. Der während dieser Zeit im Cylinder wirksame mittlere Druck werde wie oben mit p'_1 und der Enddruck mit p_2 bezeichnet.

Nun dehnt sich der Dampf aus, bis sein Druck von p_2 bis zu einem gegebenen Werthe p_3 , und demgemäß seine Temperatur von T_2 bis T_3 gesunken ist.

Darauf wird der Cylinder mit dem Condensator, in welchem der Druck p_0 stattfindet, in Verbindung gesetzt, und der Stempel macht die ganze eben vollendete Bewegung wieder zurück. Der Gegendruck, welchen er dabei erfährt, ist bei etwas schneller Bewegung größer als p_0 , und wir wollen daher zum Unterschiede von diesem Werthe den mittleren Gegendruck mit p'_0 bezeichnen.

Der zu Ende der Stempelbewegung im schädlichen Raume bleibende Dampf, welcher für den nächsten Hub in Betracht kommt, steht unter einem Drucke, welcher ebenfalls weder gleich p_0 noch gleich p'_0 zu seyn braucht, und daher mit p''_0 bezeichnet werde. Er kann größer oder kleiner als p'_0 seyn, jenachdem der Abschlufs von dem Condensator etwas vor oder nach dem Ende der Stempelbewegung eintritt, indem der Dampf im ersteren Falle noch etwas weiter comprimirt wird, im letzteren Falle dagegen Zeit hat, sich durch theilweises Ausströmen in den Condensator noch etwas weiter auszudehnen.

Endlich muß die Masse M noch aus dem Condensator in den Kessel zurückgeschafft werden, wobei wie früher der Druck p_0 befördernd wirkt, und der Druck p_1 überwunden werden muß.

38. Die bei diesen Vorgängen gethanen Arbeitsgrößen werden durch ganz ähnliche Ausdrücke dargestellt, wie in dem früher betrachteten einfacheren Falle, nur daß die Indices der Buchstaben in leicht ersichtlicher Weise

geändert, und die auf den schädlichen Raum bezüglichen Gröfsen hinzugefügt werden müssen. Man erhält dadurch folgende Gleichungen.

Für die Zeit des Einströmens nach §. 34, wobei nur noch u''_0 statt u_0 geschrieben werden mufs:

$$(39) \quad W_1 = (m_2 u_2 + M\sigma - \mu_0 u''_0) p'_1$$

Für die Expansion von dem Drucke p_2 bis zum Drucke p_3 nach der Gleichung (IX), wenn darin $M + \mu$ an die Stelle von M gesetzt wird:

$$(40) \quad W_2 = m_2 u_3 p_3 - m_2 u_2 p_2 + \frac{1}{A} [m_2 r_2 - m_3 r_3 + (M + \mu) c (T_2 - T_3)].$$

Für den Rückgang des Stempels, wobei der von der Stempelfläche durchlaufene Raum gleich dem ganzen von der Masse $M + \mu$ unter dem Drucke p_3 eingenommenen Raume weniger dem durch $\mu_0 u''_0 + \mu\sigma$ dargestellten schädlichen Raume ist:

$$(41) \quad W_3 = -(m_3 u_3 + M\sigma - \mu_0 u''_0) p'_0.$$

Für die Zurückschaffung der Masse M in den Kessel:

$$(42) \quad W_4 = -M\sigma(p_1 - p_0).$$

Die ganze Arbeit ist demnach:

$$(43) \quad W' = \frac{1}{A} [m_2 r_2 - m_3 r_3 + (M + \mu) c (T_2 - T_3) + m_2 u_2 (p'_1 - p_2) + m_3 u_3 (p_3 - p'_0) - M\sigma(p_1 - p'_1 + p'_0 - p_0) - \mu_0 u''_0 (p'_1 - p'_0)].$$

Die hierin vorkommenden Massen m_2 und m_3 ergeben sich aus den Gleichungen (XIII) und (VII), wobei man nur in der ersteren an die Stelle von p_0 den Werth p''_0 setzen, und in entsprechender Weise die Gröfsen T_0 , r_0 und u_0 ändern, und in der letzteren an die Stelle von M die Summe $M + \mu$ einführen mufs. Ich will indessen die durch diese Gleichungen mögliche Elimination der beiden Gröfsen m_2 und m_3 hier nicht vollständig ausführen, sondern nur für eine derselben m_2 ihren Werth einsetzen, weil es für die Rechnung zweckmäßiger ist, die so erhal-

tene Gleichung mit den beiden früher gewonnenen zusammen zu betrachten. Das zur Bestimmung der Arbeit der Dampfmaschine dienende System von Gleichungen lautet also in seiner allgemeinsten Form:

$$(XIV) \quad \left\{ \begin{aligned} W' &= \frac{1}{A} [m_1 r_1 - m_3 r_3 + M c (T_1 - T_3) \\ &\quad + \mu_0 r''_0 - \mu c (T_3 - T''_0)] + m_3 u_3 (p_3 - p'_0) \\ &\quad + \mu_0 \mu''_0 (p'_0 - p''_0) - M \sigma (p'_0 - p_0) \\ m_2 [r_2 + A u_2 (p'_1 - p_2)] &= m_1 r_1 + M c (T_1 - T_2) \\ &\quad + \mu_0 r''_0 - \mu c (T_2 - T''_0) + A \mu_0 u''_0 (p'_1 - p''_0) \\ &\quad + A M \sigma (p_1 - p'_1) \\ \frac{m_3 r_3}{T_3} &= \frac{m_3 r_2}{T_2} + (M + \mu) c \log \frac{T_2}{T_3} \end{aligned} \right.$$

39. Ich glaube, dafs es nicht ohne Interesse seyn wird, wenn ich, bevor ich versuche, diese Gleichungen für die Anwendung geschickter zu machen, zeige, wie man auch für eine unvollkommene Dampfmaschine auf dem früher angedeuteten umgekehrten Wege zu denselben Ausdrücken gelangt, wie auf dem vorher verfolgten. Ich werde aber, um bei dieser Abschweifung nicht zu weitläufig zu werden, nur zwei der Unvollkommenheiten, welche in den vorigen Gleichungen berücksichtigt sind, in Betracht ziehen, nämlich das Vorhandenseyn des schädlichen Raumes, und den geringeren Druck des Dampfes im Cylinder als im Kessel während des Einstromens. Dagegen werde ich annehmen, dafs die Expansion vollständig sey, in welchem Falle $T_3 = T_0$ zu setzen ist, und dafs auch die Gröfsen T_0 , T'_0 und T''_0 unter einander gleich seyen.

Wir haben bei dieser Bestimmung die Gleichung (2) anzuwenden, welche wir hier in folgender Form schreiben wollen:

$$W' = \frac{1}{A} (Q_1 - T_0 \int_0^{q_1} \frac{dQ}{T}) - \frac{T_0}{A} N.$$

Das erste Glied auf der rechten Seite bedeutet die Arbeit, welche man mittelst der angewandten Wärmemenge Q_1 ,

welche für unseren Fall durch $m_1 r_1 + Mc(T_1 - T_0)$ dargestellt wird, erhalten würde, wenn jene Unvollkommenheiten nicht stattfänden. Dieses Glied ist schon in §. 23 berechnet, wo folgender Ausdruck gefunden wurde:

$$\frac{1}{A} \left[m_1 r_1 + Mc(T_1 - T_0) - T_0 \left(\frac{m_1 r_1}{T_1} + Mc \log \frac{T_1}{T_0} \right) \right].$$

Das zweite Glied bedeutet den Arbeitsverlust, welcher durch jene beiden Unvollkommenheiten veranlaßt wird. Die darin vorkommende Gröfse N ist ebenfalls schon berechnet, nämlich in §. 36, und ist durch den in der Gleichung (38) angeführten Ausdruck dargestellt.

Setzt man diese beiden Ausdrücke in die vorige Gleichung ein, so kommt:

$$(44) \quad W' = \frac{1}{A} \left[m_1 r_1 - \frac{T_0}{T_1} m_2 r_2 + Mc(T_1 - T_0) - (M + \mu) c T_0 \log \frac{T_1}{T_0} + \mu_0 r_0 \right].$$

Dafs diese Gleichung in der That mit den Gleichungen (XIV) übereinstimmt, sieht man leicht, wenn man in die erste derselben für die Masse m_3 die Masse m_2 einführt, was mittheilt der dritten Gleichung geschehen kann, und dann noch $T_3 = T_0 = T'_0 = T''_0$ setzt.

Auf dieselbe Weise kann man auch den durch die unvollständige Expansion entstandenen Arbeitsverlust in Abzug bringen, indem man die beim Ueberströmen des Dampfes aus dem Cylinder in den Condensator entstehende uncompensirte Verwandlung berechnet, und diese in N mit einbegreift. Durch diese Rechnung, welche ich hier nicht wirklich ausführen will, gelangt man ganz zu dem in (XIV) gegebenen Ausdrucke der Arbeit.

40. Um nun die Gleichungen (XIV) zu einer numerischen Rechnung anwenden zu können, ist es zunächst nöthig, die Gröfsen p' , p'_0 und p''_0 näher zu bestimmen.

Ueber die Art, wie sich der Druck im Cylinder während des Einströmens ändert, läfst sich kein allgemein gültiges Gesetz aufstellen, weil die Oeffnung und Schließung

des Zuströmungskanales bei verschiedenen Maschinen in zu verschiedenen Weisen geschieht. Demnach läßt sich auch für das Verhältniß zwischen dem mittleren Drucke p_1 und dem Enddrucke p_2 , bei ganz strenger Auffassung des letzteren, nicht ein bestimmter, ein für allemal geltender Werth angeben. Dagegen wird dieses möglich, wenn man mit der Bedeutung von p_2 eine geringe Aenderung vornimmt.

Der Abschluß des Cylinders vom Kessel kann natürlich nicht momentan geschehen, sondern die dazu nöthige Bewegung des Ventiles oder Schiebers erfordert je nach den verschiedenen Steuerungseinrichtungen eine größere oder kleinere Zeit, während welcher der im Cylinder befindliche Dampf sich etwas ausdehnt, weil wegen der Verengung der Oeffnung weniger neuer Dampf zuströmen kann, als der Stempelgeschwindigkeit entspricht. Man kann daher im Allgemeinen annehmen, daß zu Ende dieser Zeit der Druck schon etwas kleiner ist, als der mit p_1 bezeichnete mittlere Druck.

Wenn man sich aber nicht daran bindet, gerade das Ende der zum Schließen nöthigen Zeit als den Moment des Abschlusses in Rechnung zu bringen, sondern sich in der Feststellung dieses Momentes einige Freiheit verstattet, so kann man dadurch auch für p_2 andere Werthe erhalten. Man kann sich dann den Zeitpunkt so gewählt denken, daß, wenn bis dahin schon die ganze Masse M eingeströmt wäre, dann in diesem Augenblicke ein Druck stattfinden würde, welcher dem bis zu diesem Augenblicke gerechneten mittleren Drucke gerade gleich wäre. Indem man den auf diese Weise näher bestimmten momentanen Abschluß an die Stelle des in der Wirklichkeit stattfindenden allmählichen Abschlusses setzt, begeht man in Bezug auf die daraus berechnete Arbeit nur einen unbedeutenden Fehler. Man kann sich daher mit dieser Modification der Pambour'schen Annahme anschließen, daß $p_1 = p_2$ sey, wobei es dann aber noch für jeden einzelnen Fall einer besonderen Betrachtung vorbehalten bleibt, unter Berücksich-

tigung der obwaltenden Umstände den Zeitpunkt des Abschlusses richtig zu bestimmen.

41. Was ferner den beim Rückgange des Stempels stattfindenden Gegendruck p'_0 betrifft, so ist die Differenz $p'_0 - p_0$ unter sonst gleichen Umständen offenbar um so kleiner, je kleiner p_0 ist. Sie wird daher bei Maschinen mit Condensator kleiner seyn, als bei Maschinen ohne Condensator, bei denen p_0 gleich einer Atmosphäre ist. Bei den wichtigsten Maschinen ohne Condensator, den Locomotiven, kommt gewöhnlich noch ein besonderer Umstand hinzu, welcher dazu beiträgt, die Differenz zu vergrößern, nämlich der, daß man dem Dampfe nicht einen möglichst kurzen und weiten Kanal zum Abflusse in die Atmosphäre darbietet, sondern ihn in den Schornstein leitet und dort durch ein etwas verengtes Blaserohr ausströmen läßt, um auf diese Weise einen künstlichen Luftzug zu erzeugen.

In diesem Falle ist eine genaue Bestimmung der Differenz für die Zuverlässigkeit des Resultates von Bedeutung. Man muß dabei auch berücksichtigen, daß die Differenz bei einer und derselben Maschine nicht constant, sondern von der Ganggeschwindigkeit abhängig ist, und muß das Gesetz, nach welchem diese Abhängigkeit stattfindet, feststellen. Auf diese Betrachtungen und die Untersuchungen, welche über diesen Gegenstand schon angestellt sind, will ich aber hier nicht eingehen, weil sie nichts mit der mechanischen Wärmetheorie zu thun haben.

Bei Maschinen, in denen jene Anwendung des aus dem Cylinder austretenden Dampfes nicht vorkommt, und besonders bei den Maschinen mit Condensator ist p'_0 so wenig von p_0 verschieden, und kann sich daher auch mit der Ganggeschwindigkeit nur so wenig ändern, daß es für die meisten Untersuchungen genügt, einen mittleren Werth für p'_0 anzunehmen.

Da ferner die Größe p_0 in den Gleichungen (XIV) nur in einem mit dem Factor σ behafteten Gliede vorkommt, und daher auf den Werth der Arbeit einen sehr geringen Einfluß hat, so kann man ohne Bedenken auch

für p_0 den Werth setzen, welcher für p'_0 der wahrscheinlichste ist.

Der im schädlichen Raume stattfindende Druck p''_0 hängt, wie schon erwähnt, davon ab, ob der Abschlufs vom Condensator vor oder nach dem Ende der Stempelbewegung eintritt, und kann dadurch sehr verschieden ausfallen. Aber auch dieser Druck und die davon abhängigen Gröfsen kommen in den Gleichungen (XIV) nur in solchen Gliedern vor, welche mit kleinen Factoren behaftet sind, nämlich mit μ und μ_0 , so dafs man von einer genauen Bestimmung dieses Druckes absehen, und sich mit einer ungefähren Schätzung begnügen kann. In solchen Fällen, wo nicht besondere Umstände dafür sprechen, dafs p''_0 bedeutend von p'_0 abweicht, kann man diesen Unterschied, ebenso wie den zwischen p_0 und p'_0 , vernachlässigen, und den Werth, welcher den mittleren Gegendruck im Cylinder mit der gröfsten Wahrscheinlichkeit darstellt, als gemeinsamen Werth für alle drei Gröfsen annehmen. Dieser Werth möge dann einfach mit p_0 bezeichnet werden.

Durch Einführung dieser Vereinfachungen gehen die Gleichungen (XIV) über in:

$$(XV) \begin{cases} W' = \frac{1}{A} [m_1 r_1 - m_3 r_3 + M c (T_1 - T_3) \\ \quad + \mu_0 r_0 - \mu c (T_3 - T_0)] + m_3 u_3 (p_3 - p_0) \\ m_2 r_2 = m_1 r_1 + M c (T_1 - T_2) + \mu_0 r_0 - \mu c (T_2 - T_0) \\ \quad + A \mu_0 u_0 (p_2 - p_0) + A M \sigma (p_1 - p_2) \\ \frac{m_3 r_3}{T_3} = \frac{m_2 r_2}{T_2} + (M + \mu) c \log \frac{T_2}{T_3}. \end{cases}$$

42. In diesen Gleichungen ist vorausgesetzt, dafs ausser den Massen M , m_1 , μ und m_0 , von denen die beiden ersten durch directe Beobachtung bekannt seyn müssen, und die beiden letzten aus der Gröfse des schädlichen Raumes angenähert bestimmt werden können, auch noch die vier Druckkräfte p_1 , p_2 , p_3 und p_0 , oder, was dasselbe ist, die vier Temperaturen T_1 , T_2 , T_3 und T_0 gegeben seyen. Diese Bedingung ist aber in den in der

Praxis vorkommenden Fällen nur theilweise erfüllt, und man muß daher andere Data für die Rechnung zu Hülfe nehmen.

Von jenen vier Druckkräften sind nur zwei als bekannt vorauszusetzen, nämlich p_1 und p_0 , deren erstere durch das Kesselmanometer unmittelbar angegeben wird, und letztere aus der Angabe des Condensatormanometers wenigstens angenähert geschlossen werden kann. Die beiden anderen p_2 und p_3 sind nicht gegeben, aber dafür kennt man die Dimensionen des Cylinders, und weiß, bei welcher Stellung des Stempels der Abschlufs vom Kessel erfolgt. Daraus kann man die Volumina, welche der Dampf im Cylinder im Momente des Abschlusses und zu Ende der Expansion einnimmt, ableiten, und diese beiden Volumina können daher als Data an die Stelle der Druckkräfte p_2 und p_3 treten.

Es kommt nun darauf an, die Gleichungen in solche Form zu bringen, daß man mittelst dieser Data die Rechnung ausführen kann.

43. Es sey wieder, wie bei der Auseinandersetzung der Pambour'schen Theorie, der ganze Raum, welcher während eines Hubes im Cylinder frei wird, mit Einschlufs des schädlichen Raumes, mit v' , der bis zum Abschlufs vom Kessel frei werdende Raum mit ev' und der schädliche Raum mit $\epsilon v'$ bezeichnet. Dann hat man nach dem, was früher gesagt ist, die Gleichungen:

$$m_2 u_2 + (M + \mu) \sigma = \epsilon v'$$

$$m_3 u_3 + (M + \mu) \sigma = v'$$

$$\mu_0 u_0 + \mu \sigma = \epsilon v'.$$

Die Größen μ und σ sind beide so klein, daß man ihr Product ohne Weiteres vernachlässigen kann, wodurch kommt:

$$(45) \quad \begin{cases} m_2 u_2 = \epsilon v' - M \sigma \\ m_3 u_3 = v' - M \sigma \\ \mu_0 = \frac{\epsilon v'}{u_0} \end{cases}$$

Ferner ist nach Gleichung (VI), wenn wir für den darin enthaltenen Differentialcoefficienten $\frac{dp}{dT}$, welcher im Folgenden so oft vorkommen wird, das eine einfachere Bezeichnung zweckmäfsig ist, den Buchstaben g einführen:

$$r = ATug.$$

Hiernach kann man in den obigen Gleichungssystemen die Gröfsen r_2 und r_3 durch u_2 und u_3 ersetzen. Dann kommen die Massen m_2 und m_3 nur noch in den Producten $m_2 u_2$ und $m_3 u_3$ vor, und für diese kann man die in den beiden ersten der Gleichungen (45) gegebenen Werthe einsetzen.

Ebenso kann man mittelst der letzten dieser Gleichungen zunächst die Masse μ_0 eliminiren, und was die andere Masse μ anbetrifft, so kann diese zwar etwas gröfser als μ_0 seyn, da aber die Glieder, welche μ als Factor enthalten, überhaupt sehr unbedeutend sind, so kann man unbedenklich auch für μ denselben Werth einsetzen, welcher für μ_0 gefunden ist, d. h. man kann jene der Allgemeinheit wegen gemachte Annahme, das die ursprünglich im schädlichen Raume befindliche Masse theils flüssig theils dampfförmig war, für die numerische Rechnung fallen lassen, und jene Masse als ganz dampfförmig voraussetzen.

Die eben angedeuteten Substitutionen können sowohl in den allgemeineren Gleichungen (XIV) als auch in den vereinfachten Gleichungen (XV) geschehen. Da indessen die Ausführung gar keine Schwierigkeit hat, so wollen wir uns hier auf die letzteren beschränken, um die Gleichungen sofort in einer für die numerische Berechnung geeigneten Form zu erhalten.

Sie lauten nach dieser Aenderung folgendermafsen:

$$\begin{aligned}
 (XVI) \quad & \left\{ \begin{aligned} W &= \frac{m_1 r_1 + M c (T_1 - T_2)}{A} - (v' - M \sigma) (T_2 g_2 - p_2 + p_0) \\ &\quad + \varepsilon v' \frac{r_0 - c (T_2 - T_0)}{A u_0} \\ (e v' - M \sigma) T_2 g_2 &= \frac{m_1 r_1 + M c (T_1 - T_2)}{A} \\ &\quad + \varepsilon v' \left(\frac{r_0 - c (T_2 - T_0)}{A u_0} + p_2 - p_0 \right) + M \sigma (p_1 - p_2) \\ (v' - M \sigma) g_2 &= (e v' - M \sigma) g_2 + \left(M + \frac{\varepsilon v'}{u_0} \right) \frac{c}{A} \log \frac{T_2}{T_1} \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

44. Um diese Gleichungen, welche die Arbeit eines Hubes oder der Dampfmenge m_1 bestimmen, endlich noch auf die Gewichtseinheit Dampf zu beziehen, ist dasselbe Verfahren anzuwenden, mittelst dessen früher die Gleichungen (35) in (XII) verwandelt wurden. Wir dividiren nämlich die drei Gleichungen durch m_1 , und setzen dann:

$$\frac{M}{m_1} = l, \quad \frac{v'}{m_1} = V \quad \text{und} \quad \frac{W'}{m_1} = W.$$

Dadurch gehen die Gleichungen über in:

$$\begin{aligned}
 (XVII) \quad & \left\{ \begin{aligned} W &= \frac{r_1 + l c (T_1 - T_2)}{A} - (V - l \sigma) (T_2 g_2 - p_2 + p_0) \\ &\quad + \varepsilon V \frac{r_0 - c (T_2 - T_0)}{A u_0} \\ (e V - l \sigma) T_2 g_2 &= \frac{r_1 + l c (T_1 - T_2)}{A} \\ &\quad + \varepsilon V \left(\frac{r_0 - c (T_2 - T_0)}{A u_0} + p_2 - p_0 \right) + l \sigma (p_1 - p_2) \\ (V - l \sigma) g_2 &= (e V - l \sigma) g_2 + \left(l + \frac{\varepsilon V}{u_0} \right) \frac{c}{A} \log \frac{T_2}{T_1} \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

45. Die Anwendung dieser Gleichungen zur Berechnung der Arbeit kann in folgender Weise geschehen. Aus der als bekannt vorausgesetzten Verdampfungsstärke und aus der Ganggeschwindigkeit, welche die Maschine dabei annimmt, bestimmt man das Volumen V , welches auf eine Gewichtseinheit Dampf kommt. Mit Hülfe dieses Werthes berechnet man zunächst aus der zweiten Gleichung die Temperatur T_2 , sodann aus der dritten die Temperatur T_1 , und

diese endlich wendet man in der ersten Gleichung zur Bestimmung der Arbeit an.

Dabei stößt man aber noch auf eine eigenthümliche Schwierigkeit. Um aus den beiden letzten Gleichungen die Temperaturen T_2 und T_3 zu berechnen, müßten dieselben eigentlich nach den Temperaturen aufgelöst werden. Sie enthalten aber diese Temperaturen nicht nur explicite, sondern auch implicite, indem p und g Functionen der Temperatur sind. Wollte man zur Elimination dieser Größen eine der gebräuchlichen empirischen Formeln, welche den Dampfdruck als Function der Temperatur darstellen, für p , und ihren Differentialcoefficienten für g einsetzen, so würden die Gleichungen für die weitere Behandlung zu complicirt werden. Man könnte sich nun vielleicht in ähnlicher Weise wie Pambour dadurch helfen, daß man neue empirische Formeln aufstellte, welche für den vorliegenden Zweck bequemer, und wenn auch nicht für alle Temperaturen, so doch innerhalb gewisser Intervalle hinlänglich genau wären. Auf solche Versuche will ich jedoch hier nicht eingehen, sondern statt dessen auf ein anderes Verfahren aufmerksam machen, bei welchem die Rechnung zwar etwas weitläufig, aber in ihren einzelnen Theilen leicht ausführbar ist.

46. Wenn die Spannungsreihe des Dampfes für irgend eine Flüssigkeit mit hinlänglicher Genauigkeit bekannt ist, so kann man daraus auch die Werthe der Größen g und $T.g$ für verschiedene Temperaturen berechnen, und ebenso, wie es mit den Werthen von p zu geschehen pflegt, in Tabellen vereinigen.

Für den Wasserdampf, welcher bis jetzt bei den Dampfmaschinen fast allein angewandt wird, und für das Temperaturintervall, innerhalb dessen die Anwendung stattfindet, nämlich von 40° bis 200° C. habe ich eine solche Rechnung mit Hülfe der Regnault'schen Spannungsreihe ausgeführt.

Ich hätte dabei eigentlich die Formeln, welche Regnault zur Berechnung der einzelnen Werthe von p unter und über

100° benutzt hat, nach t differentiiren, und mittelst der dadurch erhaltenen neuen Formeln g berechnen müssen. Da aber jene Formeln doch nicht so vollkommen ihrem Zwecke entsprechen, daß mir diese mühsame Arbeit lohnend schien, und die Aufstellung und Berechnung einer anderen geeigneteren Formel noch weitläufiger gewesen wäre, so habe ich mich damit begnügt, die schon für den Druck berechneten Zahlen auch zu einer angenäherten Bestimmung des Differentialcoefficienten des Druckes zu benutzen. Sey z. B. der Druck für die Temperaturen 146° und 148° mit p_{146} und p_{148} bezeichnet, so habe ich angenommen, daß die GröÙe

$$\frac{p_{148} - p_{146}}{2}$$

den für die mittlere Temperatur 147° geltenden Werth des Differentialcoefficienten hinlänglich genau darstelle.

Dabei habe ich über 100° die von Regnault selbst angeführten Zahlen benutzt ¹⁾. In Bezug auf die Werthe unter 100° hat in neuerer Zeit Moritz ²⁾ darauf aufmerksam gemacht, daß die Formel, welche Regnault zwischen 0° und 100° angewandt hat, dadurch, daß er sich zur Berechnung der Constanten siebenstelliger Logarithmen bedient hat, etwas ungenau geworden ist, besonders in der Nähe von 100°. Moritz hat daher jene Constanten unter Zugrundelegung derselben Beobachtungswerthe mit zehnstelligen Logarithmen berechnet, und die aus dieser verbesserten Formel abgeleiteten Werthe von p , soweit sie von den Regnault'schen abweichen, was erst über 40° eintritt, mitgetheilt. Diese Werthe habe ich benutzt.

Nachdem die GröÙe g für die einzelnen Temperaturgrade berechnet ist, hat auch die Berechnung des Productes $T.g$ keine Schwierigkeit mehr, da T durch die einfache Gleichung

$$T = 273 + t$$

bestimmt ist.

1) *Mém. de l'Acad. des Sciences* T. XXI, p. 625.

2) *Bulletin de la Classe physico-mathématique de l'Acad. de St. Pétersbourg* T. XIII, p. 41.

Die so gefundenen Werthe von g und $T.g$ habe ich in einer am Ende dieser Abhandlung mitgetheilte Tabelle zusammengestellt. Der Vollständigkeit wegen habe ich auch die dazugehörigen Werthe von p hinzugefügt, und zwar über 100° die von Regnault, unter 100° die von Moritz berechneten. Bei jeder dieser drei Zahlenreihen sind die Differenzen je zweier aufeinander folgender Zahlen mit angeführt, so dafs man aus dieser Tabelle für jede gegebene Temperatur die Werthe jener drei Gröfsen, und umgekehrt für jeden gegebenen Werth einer jener drei Gröfsen die entsprechende Temperatur finden kann.

Nach dem, was vorher über die Berechnung von g gesagt ist, brauche ich wohl kaum hinzuzufügen, dafs ich die Zahlen dieser Tabelle nicht als genau betrachte, sondern sie nur in Ermangelung besserer mittheile. Da jedoch die bei der Dampfmaschine vorkommenden Rechnungen immer auf ziemlich unsicheren Daten beruhen, so kann man hierzu die Zahlen unbedenklich anwenden, ohne fürchten zu müssen, dafs dadurch die Unsicherheit des Resultates erheblich vermehrt werde.

Ueber die Art der Anwendung ist jedoch noch eine Bemerkung nöthig. In den Gleichungen (XVII) ist vorausgesetzt, dafs der Druck p und sein Differentialcoefficient g in Kilogrammen auf ein Quadratmeter ausgedrückt seyen; in den Tabellen dagegen ist dieselbe Druckeinheit beibehalten, auf welche sich die Regnault'sche Spannungsreihe bezieht, nämlich Millimeter Quecksilber. Um dessenungeachtet die Tabelle anwenden zu können, braucht man nur in jenen Gleichungen alle Glieder, welche nicht entweder p oder g als Factor enthalten, durch die Zahl 13,596 zu dividiren. Ich werde diese Zahl, welche nichts weiter ist, als das specifische Gewicht des Quecksilbers von 0° verglichen mit Wasser vom Maximum der Dichte, der Kürze wegen mit k bezeichnen.

Diese Aenderung der Formeln hat übrigens fast gar keine Vermehrung der Rechnungen zur Folge, indem sie

darauf hinauskommt, daß statt des constanten Factors $\frac{1}{A}$, welcher nach Joule den schon früher angeführten Werth 423,55 hat, überall die andere Constante

$$(46) \quad \frac{1}{Ak} = \frac{423,55}{13,596} = 31,1525$$

zu setzen ist, und außerdem statt der Arbeit W zunächst die Größe $\frac{W}{k}$ gefunden wird, welche dann noch mit k multiplicirt werden muß.

47. Kehren wir nun zu den Gleichungen (XVII) zurück, und betrachten zuerst die zweite derselben.

Diese Gleichung läßt sich in folgender Form schreiben:

$$(47) \quad T_2 g_2 = C + a(t_1 - t_2) - b(p_1 - p_2),$$

worin die Größen C , a und b von t_2 unabhängig sind, nämlich:

$$(47.) \quad \begin{cases} C = \frac{1}{eV - l\sigma} \left[\frac{r_1}{Ak} + eV \left(\frac{r_0 - c(T_1 - T_0)}{Aku_0} + p_1 - p_0 \right) \right] \\ a = \frac{c \left(l + \frac{eV}{u_0} \right)}{Ak(eV - l\sigma)} \\ b = \frac{eV - l\sigma}{eV - l\sigma} \end{cases}$$

Von den drei auf der rechten Seite von (47) stehenden Gliedern ist das erste bei Weitem überwiegend, und dadurch wird es möglich das Product $T_2 g_2$ und damit zugleich auch die Temperatur t_2 durch successive Näherung zu bestimmen.

Um den ersten Näherungswerth des Productes, welcher $T'g'$ heißen möge, zu erhalten, setze man auf der rechten Seite t_1 an die Stelle von t_2 und entsprechend p_1 statt p_2 , dann kommt:

$$(48) \quad T'g' = C.$$

Die zu diesem Werthe des Productes gehörige Temperatur t' schlage man in der Tabelle auf. Um nun den zweiten Näherungswerth des Productes zu bekommen, setze man den eben gefundenen Werth t' und den entsprechenden

Werth p' des Druckes auf der rechten Seite von (47) für t_2 und p_2 , wodurch man unter Berücksichtigung der vorigen Gleichung erhält:

$$(48_a) \quad T'''g'' = T'g' + a(t_1 - t') - b(p_1 - p').$$

Die zu diesem Werthe des Productes gehörige Temperatur t'' ergibt sich wie vorher aus der Tabelle. Stellt diese die gesuchte Temperatur t_2 noch nicht genau genug dar, so wiederhole man dasselbe Verfahren. Man setze auf der rechten Seite von (47) t'' und p'' an die Stelle von t_2 und p_2 , wodurch man unter Berücksichtigung der beiden vorigen Gleichungen erhält:

$$(48_b) \quad T''g''' = T''g'' + a(t' - t'') - b(p' - p''),$$

und den neuen Temperaturwerth t''' in der Tabelle finden kann.

In dieser Weise könnte man beliebig lange fortfahren, aber schon der dritte Näherungswerth weicht nur noch etwa um $\frac{1}{1000}$ Grad, und der vierte um weniger als $\frac{1}{10000}$ Grad von dem wahren Werthe der Temperatur t_2 ab.

48. Ganz ähnlich ist die Behandlung der dritten der Gleichungen (XVII). Dividirt man diese durch $V - l\sigma$, und führt der leichteren Rechnung wegen statt der durch das Zeichen \log angedeuteten natürlichen Logarithmen Briggs'sche Logarithmen ein, welche durch das Zeichen Log angedeutet werden mögen, wobei man nur den Modul M dieses Systems als Divisor hinzuzufügen muß, so nimmt die Gleichung die Form

$$(49) \quad g_3 = C + a \text{Log} \frac{T_2}{T_1}$$

an, worin C und a folgende von T_3 unabhängige Werthe haben.

$$(49_a) \quad \begin{cases} C = \frac{eV - l\sigma}{V - l\sigma} \cdot g_2 \\ a = \frac{e \left(1 + \frac{eV}{u_0}\right)}{M \cdot Ak(V - l\sigma)} \end{cases}$$

In der Gleichung (49) ist wieder auf der rechten Seite das erste Glied überwiegend, so daß man das Verfahren

der successiven Näherung anwenden kann. Man setze zunächst T_2 an die Stelle von T_3 , dann erhält man als ersten Näherungswerth von g_3 :

$$(50) \quad g' = C$$

und kann die dazu gehörige Temperatur t' in der Tabelle finden, und daraus leicht die absolute Temperatur T' bilden. Diese setze man nun in (49) für T_3 ein, dann kommt:

$$(50_a) \quad g'' = g' + a \operatorname{Log} \frac{T_2}{T'}$$

woraus sich T'' ergibt. Ebenso erhält man weiter:

$$(50_b) \quad g''' = g'' + a \operatorname{Log} \frac{T'}{T''}$$

u. s. f.

49. Es bleibt nun, um zur numerischen Anwendung der Gleichungen (XVII) schreiten zu können, nur noch die Bestimmung der Gröfßen c und r übrig.

Die Gröfße c d. h. die spezifische Wärme der Flüssigkeit ist in der bisherigen Entwicklung als constant behandelt. Das ist freilich nicht ganz richtig, da die spezifische Wärme mit wachsender Temperatur etwas zunimmt. Wenn man aber den Werth, welcher etwa für die Mitte des Intervalles, welches die in der Untersuchung vorkommenden Temperaturen umfaßt, richtig ist, als gemeinsamen Werth auswählt, so können die Abweichungen nicht bedeutend werden. Bei den durch Wasserdampf getriebenen Dampfmaschinen kann als solche mittlere Temperatur etwa 100° gelten, welche bei einer gewöhnlichen Hochdruckmaschine mit Condensator ungefähr gleich weit von der Kessel- und Condensatortemperatur entfernt ist. Wir wollen also beim Wasser den Werth anwenden, welcher nach Regnault die spezifische Wärme bei 100° darstellt, indem wir setzen:

$$(51) \quad c = 1,0130.$$

Zur Bestimmung der Gröfße r gehen wir von der Gleichung aus, welche Regnault für die ganze Wärmemenge, welche dazu nöthig ist, um eine Gewichtseinheit Wasser von 0° bis zur Temperatur t zu erwärmen und bei die-

ser Temperatur in Dampf zu verwandeln, aufgestellt hat, nämlich:

$$\lambda = 606,5 + 0,305 \cdot t.$$

Setzt man hierin für λ die der vorigen Definition entsprechende Summe $\int_0^t c dt + r$, so kommt:

$$r = 606,5 + 0,305 \cdot t - \int_0^t c dt.$$

In dem Integrale muß man, um genau die Werthe von r zu erhalten, welche Regnault angiebt, für c die von Regnault näher bestimmte Temperaturfunction anwenden. Ich glaube aber, daß es für den vorliegenden Zweck genügt, wenn wir auch hierbei für c die vorher angeführte Constante in Anwendung bringen. Dadurch erhalten wir:

$$\int_0^t c dt = 1,013 \cdot t$$

und können nun die beiden von t abhängigen Glieder der vorigen Gleichung in Eines zusammenziehen, welches $-0,708 \cdot t$ lautet.

Zugleich müssen wir nun auch das constante Glied der Gleichung etwas ändern, und wir wollen es so bestimmen, daß derjenige Beobachtungswerth von r , welcher wahrscheinlich unter allen der genaueste ist, auch durch die Formel richtig dargestellt wird. Bei 100° hat Regnault für die GröÙe λ als Mittel aus 38 Beobachtungszahlen den Werth 636,67 gefunden. Ziehen wir hiervon die Wärmemenge ab, welche zur Erwärmung der Gewichtseinheit Wasser von 0° bis 100° erforderlich ist, und welche nach Regnault 100,5 Wärmeeinheiten beträgt, so bleibt, wenn wir uns mit Einer Decimale begnügen,

$$r_{100} = 536,2 \text{ '}).$$

- 1) Regnault selbst führt in seiner Tabelle nicht genau die obige Zahl, sondern 536,5 an; das liegt aber nur daran, daß er für λ bei 100° in der Rechnung statt des vorher erwähnten Werthes 636,67 in runder Zahl 637 gesetzt hat.

Unter Anwendung dieses Werthes erhält man für r die Formel:

$$(52) \quad r = 607 - 0,708 \cdot t.$$

Eine Vergleichung einiger hieraus berechneter Werthe mit den von Regnault in seiner Tabelle ¹⁾ angeführten, wird zeigen, daß diese vereinfachte Formel sich der vorher angedeuteten strengeren Berechnungsart hinlänglich genau anschließt:

t	0	50°	100°	150°	200°
r nach Gl. (52)	607,0	571,6	536,2	500,8	465,4
r nach Regnault	606,5	571,6	536,5	500,7	464,3

50. Um die beiden verschiedenen Arten der Ausdehnung, auf welche sich die beiden letzten der Gleichungen (XVII) beziehen, in ihren Wirkungen unterscheiden zu können, scheint es mir zweckmäßig, zunächst eine solche Dampfmaschine zu betrachten, in welcher nur eine derselben vorkommt. Wir wollen daher mit einer Maschine beginnen, welche *ohne Expansion* arbeitet.

In diesem Falle ist für die Gröfse e , welche das Verhältniß der Volumina vor und nach der Expansion bezeichnet, der Werth 1 und zugleich $T_3 = T_2$ zu setzen, wodurch die Gleichungen (XVII) eine einfachere Gestalt annehmen.

Die letzte dieser Gleichungen wird identisch und fällt also fort. Ferner werden mehrere Glieder der ersten, welche sich von den entsprechenden Gliedern der zweiten nur dadurch unterscheiden, daß die einen T_3 und die anderen T_2 enthalten, jetzt ihnen gleich, und lassen sich daher eliminiren. Dadurch erhält man, wenn man zugleich die oben erwähnte Gröfse k einführt:

$$(XVIII) \quad \begin{cases} \frac{W}{k} = V(1 - e)(p_2 - p_0) - l\sigma(p_1 - p_0) \\ (V - l\sigma)T_2 g_2 = \frac{r_1 + lc(T_1 - T_2)}{Ak} \\ + eV\left(\frac{r_0 - e(T_2 - T_1)}{Aku_0} + p_2 - p_0\right) + l\sigma(p_1 - p_2). \end{cases}$$

1) *Mém. de l'Acad. des Sciences T. XXI, p. 748.*

Die erste dieser beiden Gleichungen ist genau dieselbe, welche man auch nach der Pambour'schen Theorie erhält, wenn man in (XII) $e=1$ setzt, und statt der Gröfse B das Volumen V einführt. Der Unterschied liegt also nur in der zweiten Gleichung, welche an die Stelle der von Pambour angenommenen einfachen Beziehung zwischen Volumen und Druck getreten ist.

51. Die in diesen Gleichungen vorkommende Gröfse ϵ , welche den schädlichen Raum als Bruchtheil des ganzen für den Dampf frei werdenden Raumes darstellt, sey zu 0,05 angenommen. Die Menge der tropfbaren Flüssigkeit, welche der Dampf beim Eintritt in den Cylinder mit sich führt, ist bei verschiedenen Maschinen verschieden. Pambour sagt, dafs sie bei Locomotiven durchschnittlich 0,25, bei stehenden Dampfmaschinen aber viel weniger, vielleicht 0,05 der ganzen in den Cylinder tretenden Masse betrage. Wir wollen für unser Beispiel die letztere Angabe benutzen, wonach das Verhältnifs der ganzen in den Cylinder tretenden Masse zu dem dampfförmigen Theile derselben 1:0,95 ist. Ferner sey der Druck im Kessel zu 5 Atmosphären angenommen, wozu die Temperatur $152^{\circ},22$ gehört, und vorausgesetzt, dafs die Maschine keinen Condensator, oder, was dasselbe ist, einen Condensator mit dem Drucke von 1 Atmosphäre habe. Der mittlere Gegendruck im Cylinder ist dann gröfser als 1 Atmosphäre. Bei Locomotiven kann dieser Unterschied, wie oben erwähnt, durch einen besonderen Umstand beträchtlich werden, bei stehenden Dampfmaschinen dagegen ist er geringer. Pambour hat in seinen numerischen Rechnungen für stehende Maschinen ohne Condensator diesen Unterschied ganz vernachlässigt, und da es sich hier nur um ein Beispiel zur Vergleichung der neuen Formeln mit den Pambour'schen handelt, so wollen wir uns auch hierin ihm anschließen und $p_0=1$ Atmosphäre setzen.

Es kommen also in die Gleichungen (XVIII) für dieses Beispiel folgende Werthe zur Anwendung:

$$(53) \quad \begin{cases} \varepsilon = 0,05 \\ l = \frac{1}{0,95} = 1,053 \\ p_1 = 3800 \\ p_0 = 760. \end{cases}$$

Nehmen wir hierzu noch die ein für allemal feststehenden Werthe:

$$k = 13,596$$

$$\sigma = 0,001,$$

so bleiben in der ersten der Gleichungen (XVIII) außer der gesuchten Gröfse W nur noch die Gröfsen V und p_2 unbestimmt.

52. Wir müssen nun zuerst untersuchen, welches der *kleinstmögliche* Werth von V ist.

Dieser Werth entspricht dem Falle, wo im Cylinder derselbe Druck, wie im Kessel stattfindet, und wir brauchen daher nur in der letzten der Gleichungen (XVIII) p_1 an die Stelle von p_2 zu setzen. Dadurch kommt:

$$(54) \quad V = \frac{\frac{r_1}{Ak} + l\sigma \cdot T_1 g_1}{T_1 g_1 - \varepsilon \left(\frac{r_0 - c(T_1 - T_0)}{A k u_0} + p_1 - p_0 \right)}.$$

Um hierbei gleich von dem Einflusse des schädlichen Raumes ein Beispiel zu geben, habe ich von diesem Ausdrücke zwei Werthe berechnet, den, welcher entstehen würde, wenn kein schädlicher Raum vorhanden, und also $\varepsilon=0$ wäre, und den, welcher unter der von uns gemachten Voraussetzung, dafs $\varepsilon=0,05$ ist, entstehen mufs. Diese beiden Werthe sind für 1 Kilogrm. aus dem Kessel tretenden Dampfes als Bruchtheil eines Cubikmeter ausgedrückt:

$$0,3637 \text{ und } 0,3690.$$

Dafs der letzte dieser Werthe gröfser ist, als der erste, kommt daher, dafs erstens der Dampf in den schädlichen Raum mit grofser Geschwindigkeit eindringt, die lebendige Kraft dieser Bewegung sich dann in Wärme verwandelt, und diese wiederum einen Theil der mitgerissenen Flüssig-

keit verdampfen läßt, und dafs zweitens der schon vor dem Einströmen im schädlichen Raume befindliche Dampf ebenfalls dazu beiträgt, die ganze nachher vorhandene Dampfmenge zu vermehren.

Setzt man die beiden für V gefundenen Werthe in die erste der Gleichungen (XVIII) ein, wobei wieder ε das eine Mal $= 0$ und das andere Mal $= 0,05$ gesetzt wird, so erhielt man als entsprechende Arbeitsgrößen in Kilo-gramm-Meter ausgedrückt:

14990 und 14450.

Nach der Pambour'schen Theorie macht es in Bezug auf das Volumen keinen Unterschied, ob ein Theil desselben schädlicher Raum ist, oder nicht, es wird in beiden Fällen durch dieselbe Gleichung (29,) bestimmt, wenn man darin für p den besonderen Werth p_1 setzt. Dadurch erhält man:

0,3883.

Dafs dieser Werth gröfser ist, als der vorher für dieselbe Dampfmenge gefundene 0,3637, erklärt sich daraus, dafs man überhaupt bisher das Volumen des Dampfes im Maximum der Dichte für gröfser gehalten hat, als es der mechanischen Wärmetheorie nach seyn kann, und diese frühere Ansicht auch in der Gleichung (29,) ihren Ausdruck findet.

Bestimmt man mittelst dieses Volumens die Arbeit unter den beiden Voraussetzungen, dafs $\varepsilon = 0$ oder $= 0,05$ sey, so kommt:

16000 und 15200.

Diese Arbeitsgrößen sind, wie es auch als unmittelbare Folge des gröfseren Volumens vorauszusehen war, beide gröfser, als die vorher gefundenen, aber nicht in gleichem Verhältnisse, indem der durch den schädlichen Raum veranlafte Arbeitsverlust nach den von uns entwickelten Gleichungen geringer ist, als er nach der Pambour'schen Theorie seyn müfste.

53. Bei einer Maschine der hier betrachteten Art, welche Pambour in ihrer Wirksamkeit untersuchte, ver-

hielt sich die Geschwindigkeit, welche die Maschine wirklich annahm, zu derjenigen, welche sich für dieselbe Verdampfungsstärke und denselben Druck im Kessel aus seiner Theorie als Minimum der Geschwindigkeit berechnen läßt, bei einem Versuche wie 1,275:1 und bei einem anderen unter geringerer Belastung wie 1,70:1. Diesen Geschwindigkeiten würden für unseren Fall die Volumina 0,495 und 0,660 entsprechen. Wir wollen nun als ein Beispiel zur Bestimmung der Arbeit eine Geschwindigkeit wählen, welche zwischen diesen beiden liegt, indem wir in runder Zahl setzen:

$$V = 0,6.$$

Es kommt nun zunächst darauf an, für diesen Werth von V die Temperatur t_2 zu finden. Dazu dient die Gleichung (47), welche folgende specielle Form annimmt:

$$(55) \quad T_2 g_2 = 26577 + 56,42 \cdot (t_1 - t_2) - 0,0483 \cdot (p_1 - p_2).$$

Führt man mittelst dieser Gleichung die in §. 47 beschriebene successive Bestimmung von t_2 aus, so erhält man der Reihe nach folgende Näherungswerthe:

$$t' = 133^{\circ},01$$

$$t'' = 134,43$$

$$t''' = 134,32$$

$$t'''' = 133,33.$$

Noch weitere Näherungswerthe würden sich nur noch in höheren Decimalen unterscheiden, und wir haben also, sofern wir uns mit zwei Decimalen begnügen wollen, die letzte Zahl als den wahren Werth von t_2 zu betrachten. Der dazu gehörige Druck ist:

$$p_2 = 2308,30.$$

Wendet man diese Werthe von V und p_2 zugleich mit den übrigen in §. 51 näher festgestellten Werthen auf die erste der Gleichungen (XVIII) an, so erhält man:

$$W = 11960.$$

Die Pambour'sche Gleichung (XII) giebt für dasselbe Volumen 0,6 die Arbeit:

$$W = 12520.$$

54. Um die Abhängigkeit der Arbeit vom Volumen, und zugleich den Unterschied, welcher in dieser Beziehung zwischen Pambour's und meiner Theorie herrscht, noch deutlicher erkennen zu lassen, habe ich dieselbe Rechnung, wie für das Volumen 0,6 auch für eine Reihe anderer in gleichen Abständen wachsender Volumina ausgeführt. Die Resultate sind in nachstehender Tabelle zusammengefaßt. Die erste horizontale Zahlenreihe, welche durch einen Strich von den anderen getrennt ist, enthält die für eine Maschine ohne schädlichen Raum gefundenen Werthe. Im Uebrigen ist die Einrichtung der Tabelle leicht ersichtlich.

<i>V</i>	<i>t_s</i>	<i>W</i>	nach Pambour	
			<i>V</i>	<i>W</i>
0,3637	152°,22	14990	0,3883	16000
0,3690	152°,22	14450	0,3883	15200
0,4	149°,12	14100	0,4	15050
0,5	140°,83	13020	0,5	13780
0,6	134°,33	11960	0,6	12520
0,7	129°,03	10910	0,7	11250
0,8	124°,55	9880	0,8	9980
0,9	120°,72	8860	0,9	8710
1	117°,36	7840	1	7440

Man sieht, daß die nach der Pambour'schen Theorie berechneten Arbeitsgrößen mit wachsendem Volumen schneller abnehmen, als die nach unseren Gleichungen berechneten, so daß sie, während sie anfangs beträchtlich größer sind, als diese, ihnen allmählich näher kommen, und zuletzt sogar kleiner werden. Dieses erklärt sich daraus, daß nach der Pambour'schen Theorie bei der während des Einströmens stattfindenden Ausdehnung immer nur dieselbe Masse dampfförmig bleibt, welche es schon anfangs war; nach der unsrigen dagegen ein Theil der im flüssigen Zustande mitgerissenen Masse noch nachträglich verdampft, und zwar um so mehr, je größer die Ausdehnung ist.

55. Wir wollen nun in ähnlicher Weise eine Maschine betrachten, welche mit *Expansion* arbeitet, und zwar wollen wir dazu eine Maschine mit Condensator wählen.

In Bezug auf die Gröfse der Expansion wollen wir annehmen, dafs der Abschlufs vom Kessel erfolge, wenn der Stempel $\frac{1}{3}$ seines Weges zurückgelegt hat. Dann haben wir zur Bestimmung von e die Gleichung:

$$e - \varepsilon = \frac{1}{3}(1 - \varepsilon),$$

und daraus ergibt sich, wenn wir für ε den Werth 0,05 beibehalten:

$$e = \frac{1,1}{3} = 0,3666 \dots$$

Der Druck im Kessel sey wie vorher zu 5 Atmosphären angenommen. Der Druck im Condensator kann bei guter Einrichtung unter $\frac{1}{10}$ Atm. erhalten werden. Da er aber nicht immer so klein ist, und ausserdem der Gegendruck im Cylinder den im Condensator stattfindenden Druck noch etwas übertrifft, so wollen wir für den mittleren Gegendruck p_0 in runder Zahl $\frac{1}{3}$ Atm. oder 152^{mm} annehmen, wozu die Temperatur $t_0 = 60^{\circ},46$ gehört. Behalten wir endlich für l den vorher angenommenen Werth bei, so sind die in diesem Beispiele zur Anwendung kommenden Gröfsen folgende:

$$(56) \quad \left\{ \begin{array}{l} e = 0,36667 \\ \varepsilon = 0,05 \\ l = 1,053 \\ p_1 = 3800 \\ p_0 = 152 \end{array} \right.$$

Es braucht nun, um die Arbeit berechnen zu können, nur noch der Werth von V gegeben zu werden. Um bei der Wahl desselben einen Anhalt zu haben, müssen wir zuerst den kleinstmöglichen Werth von V kennen. Dieser ergibt sich ganz wie bei den Maschinen ohne Expansion dadurch, dafs man in der zweiten der Gleichungen (XVII) p_1 an die Stelle von p_2 setzt, und ebenso die übrigen mit p zusammenhängenden Gröfsen ändert. Man findet auf diese Weise für unseren Fall den Werth:

$$1,010.$$

Hiervon ausgehend wollen wir als erstes Beispiel anneh-

men, die wirkliche Ganggeschwindigkeit der Maschine über-
treffe die kleinstmögliche etwa im Verhältnisse von 3:2,
indem wir in runder Zahl

$$V = 1,5$$

setzen, und für diese Geschwindigkeit wollen wir die Ar-
beit bestimmen.

56. Zunächst müssen durch Einsetzung dieses Werthes
von V in die beiden letzten der Gleichungen (XVII) die
beiden Temperaturen t_2 und t_3 bestimmt werden. Die
Bestimmung von t_2 ist schon bei der Maschine ohne Con-
densator etwas näher besprochen, und da sich der vorlie-
gende Fall von jenem nur dadurch unterscheidet, daß die
Größe e , welche dort gleich 1 gesetzt war, hier einen an-
deren Werth hat, so will ich darauf nicht noch einmal
eingehen, sondern nur das Endresultat anführen. Man
findet nämlich:

$$t_2 = 137^{\circ},43.$$

Die zur Bestimmung von t_3 dienende Gleichung (49)
nimmt für diesen Fall folgende Gestalt an:

$$(57) \quad g_3 = 26,604 + 51,515 \log \frac{T_2}{T_3}.$$

Hieraus erhält man nach einander folgende Näherungs-
werthe:

$$t' = 99^{\circ},24$$

$$t'' = 101,93$$

$$t''' = 101,74$$

$$t^{iv} = 101,76.$$

Den letzten dieser Werthe, von welchem die späteren nur
noch in höheren Decimalen abweichen würden, betrachten
wir als den richtigen Werth von t_3 , und wenden ihn zu-
sammen mit den bekannten Werthen von t_1 und t_0 auf
die erste der Gleichungen (XVII) an. Dadurch kommt:

$$W = 31080.$$

Berechnet man unter Voraussetzung desselben Werthes
von V die Arbeit nach der Pambour'schen Gleichung (XII),
wobei man aber die Werthe von B und b nicht, wie bei

der Maschine ohne Condensator, aus der Gleichung (29.), sondern aus der für Maschinen mit Condensator bestimmten Gleichung (29.) entnehmen muss, so findet man:

$$W = 32640.$$

57. In derselben Weise, wie es für das Volumen 1,5 hier angedeutet ist, habe ich auch für die Volumina 1,2, 1,8 und 2,1 die Arbeit berechnet. Ausserdem habe ich, um den Einfluss, welchen die verschiedenen Unvollkommenheiten der Maschine auf die Grösse der Arbeit ausüben, an einem Beispiele übersichtlich zusammenstellen zu können, noch folgende Fälle hinzugefügt.

1) Den Fall einer Maschine, welche keinen schädlichen Raum hat, und bei welcher ausserdem der Druck im Cylinder während des Einströmens gleich dem im Kessel ist, und die Expansion so weit getrieben wird, bis der Druck von seinem ursprünglichen Werthe p_1 bis p_0 abgenommen hat. Dieses ist, wenn wir nur noch annehmen, dass p_0 genau den Druck im Condensator darstelle, der Fall, auf welchen sich die Gleichung (XI) bezieht, und welcher für eine gegebene Wärmemenge, wenn auch die Temperaturen der Wärmeaufnahme und Wärmeabgabe als gegeben betrachtet werden, die grösstmögliche Arbeit liefert.

2) Den Fall einer Maschine, bei welcher wieder kein schädlicher Raum vorkommt, und der Druck im Cylinder gleich dem im Kessel ist, aber die Expansion nicht wie vorher vollständig, sondern nur im Verhältnisse von $\epsilon:1$ stattfindet. Dieses ist der Fall, auf welchen sich die Gleichung (X) bezieht, nur dass dort, um die Grösse der Expansion zu bestimmen, die durch die Expansion bewirkte Temperaturänderung des Dampfes als bekannt vorausgesetzt wurde, während hier die Expansion dem Volumen nach bestimmt ist, und die Temperaturänderung daraus erst berechnet werden muss.

3) Den Fall einer Maschine mit schädlichem Raume und unvollständiger Expansion, bei welcher von den vorigen günstigen Bedingungen nur noch die besteht, dass der Dampf im Cylinder während des Einströmens denselben

Druck ausübt, wie im Kessel, so daß also das Volumen den kleinstmöglichen Werth hat.

An diesen Fall schliessen sich endlich die schon erwähnten an, in welchen auch die letzte günstige Bedingung fortgefallen ist, indem das Volumen statt des kleinstmöglichen Werthes andere gegebene Werthe hat.

Alle diese Fälle sind zur Vergleichung auch nach der Pambour'schen Theorie berechnet, mit Ausnahme des ersten, für welchen die Gleichungen (29_a) und (29_b) nicht ausreichen, indem selbst diejenige unter ihnen, welche für geringeren Druck bestimmt ist, doch nur bis zu $\frac{1}{4}$ oder höchstens $\frac{1}{3}$ Atm. abwärts angewandt werden darf, während hier der Druck bis zu $\frac{1}{3}$ Atm. abnehmen soll.

Die für diesen ersten Fall aus unseren Gleichungen hervorgehenden Zahlen sind folgende:

Volumen vor der Expansion	Volumen nach der Expansion	<i>W</i>
0,3637	6,345	50460

Für alle übrigen Fälle sind die Resultate in der nachstehenden Tabelle zusammengefaßt, wobei wieder die auf die Maschine ohne schädlichen Raum bezüglichen Zahlen von den anderen durch einen Strich getrennt sind. Für das Volumen sind nur die nach der Expansion gültigen Zahlen angeführt, weil die Werthe vor der Expansion sich daraus von selbst ergeben, indem sie in allen Fällen in dem Verhältnisse von $e:1$ kleiner sind.

<i>V</i>	<i>t</i> ₂	<i>t</i> ₃	<i>W</i>	nach Pambour	
				<i>V</i>	<i>W</i>
0,992	152°,22	113°,71	34300	1,032	36650
1,010	152°,22	113°,68	32430	1,032	34090
1,2	145°,63	108°,38	31870	1,2	33570
1,5	137°,43	101°,76	31090	1,5	32640
1,8	131°,02	96°,55	30280	1,8	31710
2,1	125°,79	92°,30	29490	2,1	30780

58. Die in dieser Tabelle angeführten Arbeitsgrößen, ebenso wie diejenigen der früheren Tabelle für die Maschine ohne Condensator, beziehen sich auf ein Kilogramm aus dem Kessel tretenden Dampfes. Man kann aber hiernach die Arbeit auch leicht auf eine von der Wärmequelle gelieferte *Wärmeeinheit* beziehen, wenn man bedenkt, daß für jedes Kilogramm Dampf soviel Wärme geliefert werden muß, wie nöthig ist, um die Masse l , welche etwas größer als 1 Kilogr. ist, von ihrer Anfangstemperatur, mit welcher sie in den Kessel tritt, bis zu der im Kessel selbst herrschenden Temperatur zu erwärmen, und bei dieser letzteren ein Kilogramm in Dampf zu verwandeln, welche Wärmemenge sich aus den bisherigen Daten berechnen läßt.

59. Zum Schluß muß ich noch einige Worte über die *Reibung* hinzufügen, wobei ich mich aber darauf beschränken will, mein Verfahren, daß ich die Reibung in den bisher entwickelten Gleichungen ganz unberücksichtigt gelassen habe, zu rechtfertigen, indem ich zeige, daß man die Reibung, anstatt sie, wie es Pambour gethan hat, gleich in die ersten allgemeinen Ausdrücke der Arbeit mit einzuflechten, nach denselben Principien auch nachträglich in Rechnung bringen kann, was übrigens in gleicher Weise auch von anderen Autoren geschehen ist.

Die Kräfte, welche die Maschine bei ihrem Gange zu überwinden hat, lassen sich folgendermaßen unterscheiden. 1) Der Widerstand, welcher ihr von aussen entgegengestellt wird, und dessen Ueberwindung die von ihr verlangte *nützliche Arbeit* bildet. Pambour nennt diesen Widerstand die *Belastung* (*charge*) der Maschine. 2) Die Widerstände, welche in der Maschine selbst ihren Grund haben, so daß die zu ihrer Ueberwindung verbrauchte Arbeit nicht äußerlich nutzbar wird. Diese letzteren Widerstände fassen wir alle unter dem Namen der *Reibung* zusammen, obwohl außer der Reibung im engeren Sinne auch noch andere Kräfte unter ihnen vorkommen, besonders die Widerstände der zur Dampfmaschine gehörigen Pumpen, mit Ausnahme

derjenigen, welche den Kessel speist, und welche im Früheren schon mit betrachtet ist.

Beide Arten von Widerständen bringt Pambour als Kräfte, welche sich der Bewegung des Stempels widersetzen, in Rechnung, und um sie mit den Druckkräften des an beiden Seiten der Stempels befindlichen Dampfes bequem vereinigen zu können, wählt er auch die Bezeichnung ähnlich, wie es beim Dampfdrucke geschieht, nämlich so, daß das Zeichen nicht die ganze Kraft, sondern den auf eine Flächeneinheit des Stempels kommenden Theil derselben bedeutet. In diesem Sinne stelle der Buchstabe R die Belastung dar.

Bei der Reibung muß noch ein weiterer Unterschied gemacht werden. Die Reibung hat nämlich nicht für jede Maschine einen constanten Werth, sondern wächst mit der Belastung. Pambour zerlegt sie daher in zwei Theile, den, welcher schon vorhanden ist, wenn die Maschine ohne Belastung geht, und den, welcher erst durch die Belastung hinzukommt. Von letzterem nimmt er an, daß er der Belastung proportional sey. Demgemäß drückt er die Reibung auf die Flächeneinheit bezogen durch

$$f + \delta \cdot R$$

aus, worin f und δ Größen sind, die zwar von der Einrichtung und den Dimensionen der Maschine abhängen, aber für eine bestimmte Maschine nach Pambour als constant zu betrachten sind.

Wir können nun die Arbeit der Maschine statt wie bisher auf die *treibende* Kraft des Dampfes, auch auf diese *widerstehenden* Kräfte beziehen, denn die von diesen gethane negative Arbeit muß gleich der von jener gethanten positiven seyn, weil sonst eine Beschleunigung oder Verzögerung des Ganges eintreten würde, was der gemachten Voraussetzung, nach welcher der Gang gleichmäßig seyn soll, widerspricht. Die Stempelfläche beschreibt, während eine Gewichtseinheit Dampf in den Cylinder tritt, den Raum $(1 - \varepsilon)V$, und man erhält daher für die Arbeit W den Ausdruck:

$$W = (1 - \varepsilon) V [(1 + \delta) \cdot R + f].$$

Der *nutzbare* Theil dieser Arbeit dagegen, welcher zum Unterschiede von der ganzen Arbeit mit (W) bezeichnet werden möge, wird durch den Ausdruck:

$$(W) = (1 - \varepsilon) V \cdot R$$

dargestellt. Eliminirt man aus dieser Gleichung mittelst der vorigen die GröÙe R , so kommt:

$$(58) \quad (W) = \frac{W - (1 - \varepsilon) V \cdot f}{1 + \delta}.$$

Mit Hülfe dieser Gleichung kann man, da die GröÙe V als bekannt vorauszusetzen ist, aus der ganzen Arbeit W die nützliche Arbeit (W) ableiten, sobald die GröÙen f und δ gegeben sind.

Auf die Art, wie Pambour diese letzteren bestimmt, will ich hier nicht eingehen, da diese Bestimmung noch auf zu unsicheren Grundlagen beruht, und die Reibung überhaupt dem eigentlichen Gegenstande dieser Abhandlung fremd ist.

Tabelle enthaltend die für den Wasserdampf geltenden Werthe des Druckes p , seines Differentialcoëfficienten $\frac{dp}{dt} = g$ und des Productes $T \cdot g$ in Millimetern Quecksilber ausgedrückt.

t in Cent. Graden	p	A	g	A	$T \cdot g$	A
40°	54,906	3,003	2,935		919	
41	57,909	3,145	3,074	0,139	965	46
42	61,054	3,291	3,218	0,144	1014	49
43	64,345	3,444	3,367	0,149	1064	50
44	67,789	3,601	3,522	0,155	1116	52
45	71,390	3,766	3,683	0,161	1171	55
46	75,156	3,935	3,850	0,167	1228	57
47	79,091	4,112	4,023	0,173	1287	59
48	83,203	4,294	4,203	0,180	1349	62
49	87,497	4,483	4,388	0,185	1413	64
50	91,980	4,679	4,581	0,193	1480	67
51	96,659	4,882	4,780	0,199	1549	69
52	101,541	5,092	4,987	0,207	1621	72
53	106,633	5,309	5,200	0,213	1695	74
54	111,942	5,533	5,421	0,221	1773	78
55	117,475	5,766	5,649	0,228	1853	80
56	123,241		5,886	0,237	1936	83

<i>t</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>g</i>	<i>d</i>	<i>T.g</i>	<i>d</i>
56*	123,241	6,006	5,886	0,244	1936	87
57	129,247	6,254	6,130	0,252	2023	89
58	135,501	6,510	6,382	0,260	2112	93
59	142,011	6,775	6,642	0,269	2205	96
60	148,786	7,048	6,911	0,278	2301	100
61	155,834	7,330	7,189	0,286	2401	103
62	163,164	7,621	7,475	0,296	2504	107
63	170,785	7,922	7,771	0,305	2611	111
64	178,707	8,231	8,076	0,314	2722	114
65	186,938	8,550	8,390	0,325	2836	118
66	195,488	8,880	8,715	0,334	2954	123
67	204,368	9,218	9,049	0,344	3077	126
68	213,586	9,568	9,393	0,355	3203	131
69	223,154	9,928	9,748	0,365	3334	135
70	233,082	10,298	10,113	0,376	3469	139
71	243,380	10,680	10,489	0,387	3608	144
72	254,060	11,072	10,876	0,398	3752	149
73	265,132	11,476	11,274	0,410	3901	153
74	276,608	11,892	11,684	0,422	4054	159
75	288,500	12,320	12,106	0,433	4213	163
76	300,820	12,759	12,539	0,445	4376	168
77	313,579	13,210	12,984	0,458	4544	174
78	326,789	13,675	13,442	0,471	4718	179
79	340,464	14,152	13,913	0,484	4897	185
80	354,616	14,642	14,397	0,497	5082	190
81	369,258	15,146	14,894	0,511	5272	197
82	384,404	15,664	15,405	0,524	5469	202
83	400,068	16,194	15,929	0,538	5671	208
84	416,262	16,740	16,467	0,552	5879	214
85	433,002	17,299	17,019	0,577	6093	220
86	450,301	17,874	17,586	0,582	6313	227
87	468,175	18,463	18,168	0,597	6540	234
88	486,638	19,067	18,765	0,612	6774	240
89	505,705	19,687	19,377	0,628	7014	248
90	525,392	20,323	20,005	0,644	7262	254
91	545,715	20,975	20,649	0,660	7516	262
92	566,690	21,643	21,309	0,676	7778	269
93	588,323	22,328	21,985	0,694	8047	276
94	610,661	23,031	22,679	0,712	8323	285
95	633,692	23,751	23,391	0,728	8608	292
96	657,443	24,488	24,119	0,747	8900	300
97	681,931	25,243	24,865	0,765	9200	309
98	707,174	26,017	25,630	0,783	9509	317
99	733,191	26,809	26,413	0,787	9826	320
100	760,00	27,59	27,200	0,805	10146	328
101	787,59	28,42	28,005	0,840	10474	343
102	816,01	29,27	28,845	0,855	10817	350
103	845,28	30,13	29,700	0,865	11167	356
104	875,41	31,00	30,565	0,885	11523	367
105	906,41		31,450		11888	

<i>t</i>	<i>p</i>	<i>A</i>	<i>g</i>	<i>A</i>	<i>T. g</i>	<i>A</i>
105°	906,41	31,90	31,450		11888	
106	938,31	32,83	32,365	0,915	12266	378
107	971,14	33,77	33,300	0,935	12654	388
108	1004,91	34,74	34,255	0,955	13051	397
109	1039,65	35,72	35,230	0,975	13458	407
110	1075,37	36,72	36,220	0,990	13872	414
111	1112,09	37,74	37,230	1,010	14296	424
112	1149,83	38,78	38,260	1,030	14730	434
113	1188,61	39,86	39,320	1,060	15178	448
114	1228,47	40,94	40,400	1,080	15635	457
115	1269,41	42,06	41,500	1,100	16102	467
116	1311,47	43,19	42,625	1,125	16581	479
117	1354,66	44,36	43,775	1,150	17072	491
118	1399,02	45,53	44,945	1,170	17574	502
119	1444,55	46,73	46,130	1,185	18083	509
120	1491,28	47,97	47,350	1,220	18609	526
121	1539,25	49,22	48,595	1,245	19146	537
122	1588,47	50,49	49,855	1,260	19693	547
123	1638,96	51,80	51,145	1,290	20253	560
124	1690,76	53,12	52,460	1,315	20827	574
125	1743,88	54,47	53,795	1,335	21410	583
126	1798,35	55,85	55,160	1,365	22009	599
127	1854,20	57,27	56,560	1,400	22624	615
128	1911,47	58,68	57,975	1,415	23248	624
129	1970,15	60,13	59,405	1,430	23881	633
130	2030,28	61,62	60,875	1,470	24533	652
131	2091,90	63,13	62,375	1,500	25199	666
132	2155,03	64,66	63,895	1,520	25877	678
133	2219,69	66,23	65,445	1,550	26571	694
134	2285,92	67,81	67,020	1,575	27277	706
135	2353,73	69,43	68,620	1,600	27997	720
136	2423,16	71,07	70,250	1,630	28732	735
137	2494,23	72,77	71,920	1,670	29487	755
138	2567,00	74,44	73,605	1,685	30252	765
139	2641,44	76,19	75,315	1,710	31030	778
140	2717,63	77,94	77,065	1,750	31828	798
141	2795,57	79,73	78,835	1,770	32638	810
142	2875,30	81,56	80,645	1,810	33468	830
143	2956,86	83,40	82,480	1,835	34312	844
144	3040,26	85,29	84,345	1,865	35172	860
145	3125,55	87,19	86,240	1,895	36048	876
146	3212,74	89,13	88,160	1,920	36939	891
147	3301,87	91,11	90,120	1,960	37850	911
148	3392,98	93,11	92,110	1,990	38778	928
149	3486,09	95,14	94,125	2,015	39721	943
150	3581,23	97,20	96,170	2,045	40680	959
151	3678,43	99,31	98,255	2,085	41660	980
152	3777,74	101,44	100,375	2,120	42659	999
153	3879,18	103,59	102,515	2,140	43671	1012
154	3982,77		104,690	2,175	44703	1032

<i>t</i>	<i>p</i>	<i>A</i>	<i>g</i>	<i>A</i>	<i>T. g</i>	<i>A</i>
154°	3982,77		104,690		44703	
155	4088,56	105,79	106,910	2,220	45757	1054
156	4196,59	108,03	109,160	2,250	46830	1073
157	4306,88	110,29	111,430	2,270	47915	1085
158	4419,45	112,57	113,740	2,310	49022	1107
159	4534,36	114,91	116,085	2,345	50149	1127
160	4651,62	117,26	118,460	2,375	51293	1144
161	4771,28	119,66	120,870	2,410	52458	1165
162	4893,36	122,08	123,315	2,445	53642	1184
163	5017,91	124,55	125,805	2,490	54851	1209
164	5144,97	127,06	128,315	2,510	56073	1222
165	5274,54	129,57	130,860	2,545	57317	1244
166	5406,69	132,15	133,445	2,585	58582	1265
167	5541,43	134,74	136,065	2,620	59868	1286
168	5678,82	137,39	138,735	2,670	61182	1314
169	5818,90	140,08	141,420	2,685	62508	1326
170	5961,66	142,76	144,145	2,725	63856	1348
171	6107,19	145,53	146,910	2,765	65228	1372
172	6255,48	148,29	149,705	2,795	66618	1390
173	6406,60	151,12	152,535	2,830	68030	1412
174	6560,55	153,95	155,415	2,880	69470	1440
175	6717,43	156,88	158,335	2,920	70934	1464
176	6877,22	159,79	161,270	2,935	72410	1476
177	7039,97	162,75	164,250	2,980	73912	1502
178	7205,72	165,75	167,275	3,025	75441	1529
179	7374,52	168,80	170,335	3,060	76991	1550
180	7546,39	171,87	173,425	3,090	78561	1570
181	7721,37	174,98	176,565	3,140	80160	1599
182	7899,52	178,15	179,735	3,170	81779	1619
183	8080,84	181,32	182,940	3,205	83421	1642
184	8265,40	184,56	186,195	3,255	85091	1670
185	8453,23	187,83	189,425	3,280	86779	1688
186	8644,35	191,12	192,795	3,320	88493	1714
187	8838,82	194,47	196,165	3,370	90236	1743
188	9036,68	197,86	199,565	3,400	91999	1763
189	9237,95	201,27	203,010	3,445	93791	1792
190	9442,70	204,75	206,490	3,480	95605	1814
191	9650,93	208,23	210,005	3,515	97442	1837
192	9862,71	211,78	213,555	3,550	99303	1861
193	10078,04	215,33	217,150	3,595	101192	1889
194	10297,01	218,97	220,795	3,645	103111	1919
195	10519,63	222,62	224,470	3,675	105052	1941
196	10745,95	226,32	228,185	3,715	107018	1966
197	10976,00	230,05	231,935	3,750	109009	1991
198	11209,82	233,82	235,730	3,795	111029	2020
199	11447,46	237,64	239,570	3,840	113077	2048
200	11688,96	241,50	243,455	3,885	115154	2077

II. Ueber die elektrischen Vorgänge bei der Elektrolyse; von R. Kohlrausch.

(Schluß von S. 414.)

§. 5.

Vergleichung der Stromintensität im Elektrolyten mit der im Drahte.

Die berechneten Drehungsmomente beziehen sich auf den Fall, daß die Axen der Magnete im Meridiane lagen. Wären durch die bei beiden Magneten ziemlich gleichen Ablenkungen von ungefähr $2^{\circ},5$ die Entfernungen der idealen Pole von den Stromleitern nicht afficirt worden, d. h. wären die Hebelarme gegen die Entfernung der Magnete von diesen Stromleitern verschwindend klein gewesen, so würde streng richtig bei jedem der Magnete die Summe der Drehungsmomente gleich dem Producte aus der Intensität des Erdmagnetismus, dem magnetischen Momente und der Tangente des Ablenkungswinkels seyn. Wir würden also die Gleichungen bekommen:

$$d'_I + d'_{II} + d'_{III} + d'_{IV} + d'_V = i m_I \cdot 0,003933 \\ + i m_{II} \cdot 0,015816 = T_{II} m_I \operatorname{tg} \nu_I$$

$$d''_I + d''_{II} + d''_{III} + d''_{IV} + d''_V = i m_{II} \cdot 0,019861 \\ + i m_{II} \cdot 0,000002 = T_{II} m_{II} \operatorname{tg} \nu_{II}$$

wobei ν_I und ν_{II} die im §. 3 auf gleiche Intensität des Erdmagnetismus reducirten und von den Torsionskräften ihrer Fäden befreiten beobachteten Ablenkungswinkel sind. Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich aber

$$i = 0,98635 \cdot i$$

d. h. die Stromintensität im Elektrolyten müßte, um die Ablenkungen zu erklären, um ein wenig, nämlich um 1,13 Procent geringer gewesen seyn, als im metallischen Theile des Schließungsbogens.

So viel also sieht man gleich, von einer doppelten Stromintensität im Elektrolyten kann gar keine Rede seyn, höchstens kann man das eine Procent der Differenz ganz außer Acht lassen und die Intensitäten für absolut gleich halten.

In Beobachtungsfehlern bei der Bestimmung der Ablenkungen kann zwar jene Differenz ihren Sitz bei weitem nicht haben, ebenfalls nicht in der Gröfse der Magnete gegen die Entfernung der Stromleiter, weil der dadurch entstehende Einfluß beide Magnete in gleichem Sinne und fast genau in demselben Maafse afficiren mußte; auch zeigt eine flüchtige Ueberschlagsrechnung sogleich, daß eine dieserhalb angestellte Correction nichts wesentliches an dem Resultate ändert.

Nun hatte ich schon früher eine ähnliche Messung angestellt, bei welcher die Stromleitung über den Nadeln von zwei Sinuselektrometern hergeführt war und zwar ungefähr in denselben Entfernungen wie bei obigem Versuche unter den Nadeln. Das Resultat hatte damals ergeben, daß die Stromintensität im Elektrolyten, um die Ablenkungen zu erklären, hätte um etwa ein Procent größer als im Drahte angenommen werden müssen, also gerade umgekehrt als wie in dem anderen Falle.

Die Vergleichung dieser Resultate führt auf den wahrscheinlichsten Grund der kleinen Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung. Wie man aus den angegebenen Dimensionen sehen kann, traf der langgespannte Draht die noch nicht ein Millimeter dicken Polplatten nicht in der Mitte, sondern etwa um $\frac{1}{3}$ ihrer Höhe unter der Mitte. Während in der Rechnung eine gleichförmige Verbreitung des Stromes durch den Elektrolyten angenommen ist, ging in Wirklichkeit vielleicht ein größerer Theil durch die untere Hälfte desselben, wobei dann die beobachtete Ablenkung eines über dem Elektrolyten schwebenden Magneten geringer, die eines darunter befindlichen größer ausfallen mußte, als die berechnete. Dadurch möchte jedes Bedenken, wozu die oben erwähnte kleine Differenz Anlaß geben konnte, als gehoben erscheinen.

§. 6.

Ungefähre Vereinigung des Resultates mit der Theorie.

Ich glaube keinen Widerspruch zu erfahren, wenn ich behaupte, daß die angestellten Messungen bewiesen haben, *daß die Stromintensität innerhalb des Elektrolyten genau dieselbe ist wie im metallischen Theile des Schließungsbogens.*

Die Vereinigung dieses Resultats mit der Theorie ergibt sich aber auf folgende Weise.

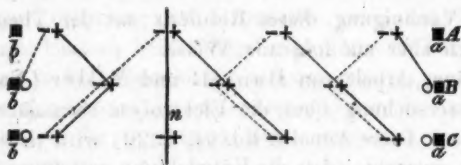
In einer Arbeit von Daniell und Miller (Nachträgliche Untersuchung über die Elektrolyse secundärer Verbindungen. Diese Annalen Bd. 64, S. 20) wird darauf aufmerksam gemacht, »daß die Entwicklung von einem ganzen Aequivalent der Ionen nur begleitet wird von der wirklichen Ueberführung eines halben Aequivalentes nach jeder Seite« (eines gewissen Querschnittes). Es stützt sich diese Behauptung auf die Grotthufs'sche Hypothese, nach welcher bei einem einmaligen Acte der Zerlegung das Atom nicht die Stelle seines gleichnamigen Nachbars einnimmt, sondern auf dem halben Wege mit dem ungleichnamigen Nachbar zusammentrifft und mit ihm sich nun verbindet.

Diese allbekannte Ansicht enthält den Schlüssel zu der Erklärung. Aber, konnte man sagen, die bestimmte Menge Wasserstoff, welche in jeder Secunde frei wird, muß doch irgend woher kommen; und auf welchem Wege kommt sie an die Polplatte als durch den letzten Querschnitt? Und wie kommt sie zu diesem als durch den vorletzten; und wie zu diesem als durch den drittletzten; und wo hört das anders auf als bei der anderen Polplatte?

Wenn aber die Grotthufs'sche Ansicht nur halb so viel Wasserstoff liefert als nöthig ist, so muß die andere Hälfte anders woher kommen. Analysiren wir!

Für ein Atom freiwerdenden Wasserstoffs wird ebenfalls ein Atom Sauerstoff an der Anode frei. Wir dürfen und müssen eine ganze bestimmte Linie von Wasseratomen uns vorstellen, zwischen denen der Austausch der Bestandtheile bei diesem einen Acte der Zerlegung stattgefunden

hat, denn diese Bestandtheile sind ganz bestimmte einzelne Individuen. Was die Betrachtung der Vorgänge in diesem Wasserfaden lehrt, muß mehr oder weniger auch für die Vorgänge im gesammten Elektrolyten gelten, denn der Gesamtstrom besteht nur aus solchen Strömen in ganz bestimmten Wasserfäden.



In der Figur stelle nun die oberste Reihe A einen solchen, der Einfachheit wegen, geraden Wasserfaden vor, bestehend aus 4 Atomen. Die durch + bezeichneten Wasserstoffatome sind alle nach der Kathode *a* gerichtet, die negativen Sauerstoffatome nach der Anode *b*. Nach einer einmaligen Zersetzung herrscht dann ein Zustand wie in B, wo die ausgeschiedenen unelektrisch gewordenen Atome (bloß der Unterscheidung wegen) als kleine Kreise gezeichnet sind. Die schräg herablaufenden ausgezogenen oder punktierten Linien verbinden die identischen Atome; die verticalen Projectionen dieser Linien auf die Richtung *ba* des Fadens A würden die von den Atomen zurückgelegten Wege bezeichnen.

In A ist, um der Adhäsion des Wassers an der benetzten Polplatte Rechnung zu tragen, die Entfernung der Wasseratome von einander größer gezeichnet als die Entfernung der letzten von ihnen von den Platten. Wie sich das auch in Wirklichkeit verhalte, jedenfalls müssen in dem Augenblicke, welcher in der Figur B dargestellt ist, entweder die letzten Wasseratome von den Platten um die halbe Entfernung zweier Atome weiter abgerückt seyn als in A, oder, wenn bis dahin auf diese letzten Atome die Adhäsionskräfte schon gewirkt haben sollen, können die übrigen Atome des Fadens nicht in ihren natürlichen Ent-

fernungen von einander seyn. Der natürliche Zustand kann erst wieder entstehen, wenn ein neues Atom in die Reihe der übrig gebliebenen eingetreten ist. Wo das geschieht, mag dahingestellt bleiben; in der Figur stellt die Reihe *C* den Zustand vor, wo durch Zufließen bei *n* das neue Atom hinzutreten ist und jetzt erst erscheint derselbe Wasserfaden für einen neuen Act der Zersetzung vorbereitet. Betrachten wir nun die Querschnitte, so sehen wir, wie während der Zeit, wo die zu einem Act der Zersetzung gehörigen Zustände *B* und *C* sich gebildet haben, durch jeden Punkt des Wasserfadens rechts von dem Querschnitte *n* ein ganzes und nicht ein halbes Aequivalent Wasserstoff in der Richtung des positiven Stromes geflossen ist, durch jeden Punkt links vom Querschnitte *n* ein ganzes Aequivalent Sauerstoff in der entgegengesetzten Richtung, ganz wie es der Logik wegen verlangt werden mußte. Die Hälfte der Wege ist zurückgelegt durch die Zersetzung, die andere Hälfte durch Fließen.

Wollte man einwenden, daß ja die gebildeten Gase in der Reihe *B* den verlangten Platz einnehmen, so daß ein viertes Atom Wasser gar nicht entbehrt werde, so ist zu entgegnen, daß wenigstens auf die Dauer dieser Einwand nichts bedeute, denn die Gasschicht an den Polen erreicht nur eine bestimmte Dicke, auch wenn die Elektrolyse noch so lange fortgesetzt wird. Sind aber der Boden und die Seitenwände der Zersetzungszelle unveränderlich, so muß von einer wiederholten Zersetzung in denselben Wasserfäden die Rede seyn dürfen, und diese ist offenbar nur möglich durch Zufließen, wobei freilich zugestanden werden soll, daß wegen des zeitweisen Anwachsens der Gasschicht, dann wieder wegen des Abreißens eines Gasbläschens an der betreffenden Stelle der Polplatte, der oben geschilderte Vorgang sich nicht in derselben Regelmäßigkeit beständig wiederholt. Das Fließen überhaupt aber ist wesentliche Bedingung einer fortdauernden Zersetzung, denn ohne das Fließen würde die Berührung zwischen dem Elektrolyten und den Polplatten aufhören. Ebenso einleuchtend aber

ist, daß jedes Atom des Elektrolyten, nachdem es durch Elektrolyse einen kleinen Weg frei für sich, d. h. getrennt von dem anderen Bestandtheile, zurückgelegt hat, nun einen anderen kleinen Weg als unfrei, d. h. wieder verbunden mit dem anderen Bestandtheile zurücklegt.

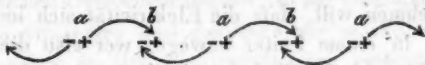
So zerfällt also der Act jeder einzelnen Zersetzung in zwei Theile, von denen jeder irgend eine kleine Zeit in Anspruch nimmt, einen ersten Theil, wo sich freie Elektricitäten bewegen, einen zweiten, wo das nicht der Fall ist, d. h. wo derselbe Weg von beiden Elektricitäten zugleich zurückgelegt wird; der erste Theil könnte eine Wirkung auf die Magnetnadel ausüben, der zweite sicher nicht. Wir haben zu prüfen, ob diese Wirkung die verlangte seyn kann.

Zu dem Ende denken wir uns die Enden des Wasserfadens durch eine einfache Reihe metallischer Atome geschlossen, in denen an irgend einer Stelle die den Strom hervorrufende Elektricitätsquelle liegen mag. Damit nun das positive Atom des Elektrolyten am Pole *a* seinen Ueberschuß $+2q$ (siehe §. 1) an positiver Elektricität verliere, wird von jedem Atome des metallischen Leiters $+q$ in der Richtung des positiven Stromes an seinen Nachbar abgegeben und $-q$ in der entgegengesetzten Richtung; und eben diese Elektricitätsbewegung reicht hin, auch das mit dem Ueberschusse $-2q$ an dem anderen Pole *b* vorkommende negative Atom in den unelektrischen Zustand zu versetzen. In dem metallischen Leiter haben wir also durch jeden Querschnitt eine Bewegung beider Elektricitäten, welche, wenn die Zersetzung sich in jeder Secunde einmal wiederholte, nach dem elektrostatischen oder mechanischen Maasse mit der Stromintensität *q* bezeichnet werden würde, indem es üblich ist, nur die in der Richtung des positiven Stromes durch den Querschnitt hindurchgehende Elektricitätsmenge anzugeben.

In dem Elektrolyten haben wir aber im Wesentlichen keine entgegengesetzte Bewegung durch denselben Querschnitt. Wenn während des ersten Theiles eines Actes der Zer-

legung die getrennten Bestandtheile die halbe Entfernung zweier Atome des Elektrolyten zurücklegen, so sehen wir, wenn man sich so ausdrücken darf, die Hälfte der Querschnitte nur von positiver, die andere Hälfte nur von negativer Elektricität durchflossen. Will man hier auch das Wort *Strom* gebrauchen, so hat man einfache Ströme, aber von der Intensität $2q$.

Streng genommen freilich haben wir durch gewisse Strecken auch hier doppelte Elektricitätsbewegung, durch andere eben so lange dafür gar keine. Die Figur zeigt dieses. Die Doppelatome waren vorher bei a , die neu



gebildeten, ehe sie anfangen zu fließen, sind bei b . Die Räume, durch welche entweder doppelte oder gar keine Bewegung stattfindet, sind gleich dem Abstände der beiden Elektricitäten in einem und demselben Doppelatome.

Abgesehen von diesen Räumen, welche gegen die Entfernung zweier Doppelatome des Elektrolyten verschwindend klein seyn werden, geht also durch jeden Querschnitt des elektrolytischen und metallischen Fadens dieselbe Elektricitätsmenge. Will man dazu noch die Annahme machen, daß auf den Magneten in derselben Weise gewirkt werde, es mag $+2q$ in der einen Richtung durch den Querschnitt gehen, oder $-2q$ in der entgegengesetzten, oder endlich gleichzeitig $+q$ in der einen und $-q$ in der anderen, so könnte man sich allenfalls mit der bisherigen Nachweisung begnügen und in ihr eine Erklärung der angestellten Messungen erblicken wollen, denen zufolge der Elektrolyt dieselbe Stromintensität besitzen soll wie der Draht.

§. 7.

Genauere Vereinigung des Resultates mit der Theorie.

Die Sache verdient aber genauer ins Auge gefaßt zu werden. In den §§. 4 bis 6 ist die Rechnung über die

Wirkung des Elektrolyten auf den Magneten so angestellt, als wäre er ein *Leiter mit Doppelstrom*, und für den Leiter überhaupt ist die Vorstellung zum Grunde gelegt, als werde er beim Strome von einem *continuirlichen elektrischen Fluidum mit gleichförmiger Geschwindigkeit* durchflossen, weil ja dem Stromelemente eine *continuirliche Kraft* von der GröÙe $\frac{\alpha \mu i \sin \varphi}{r^2}$ auf das magnetische Fluidum zugeschrieben wird. Mit den aus dieser Rechnung hervorgegangenen Ablenkungen stimmten die beobachteten überein, sobald angenommen wurde, dafs die Stromintensität im Elektrolyten dieselbe sey wie die im Drahte. Wer nun nicht annehmen will, dafs die Elektrizität sich im Elektrolyten wie in einem Leiter bewege, wer also die elektrolytische Hypothese beibehalten will, wird doch jedenfalls zugeben müssen, dafs bei der Berechnung der Wirkungen des Elektrolyten auf den Magneten der obige Ausdruck $\frac{\alpha \mu i \sin \varphi}{r^2}$ für die Kraft anwendbar sey. Ein Solcher befindet sich also, wenn er nicht blofs etwas behaupten will, in der Nothwendigkeit, über die Wirkung der einzelnen *discontinuirlichen Bewegungen* der in *Punkten concentrirten* Elektricitäten, von denen er zugeben muß, dafs sie *nicht in geraden Linien* zu erfolgen und dafs sie schon deswegen *schwerlich mit gleichförmiger Geschwindigkeit* vor sich zu gehen brauchen, solche *Annahmen* zu machen, aus denen sich der obige Ausdruck für die Kraft, mit welcher sie auf das magnetische Fluidum wirken, ableiten läßt.

Aber auch diese Probe hält die elektrolytische Hypothese aus, wenn die fraglichen Annahmen aus der Analyse der Hypothese geschöpft werden.

In der §. 8 angehängten Note ist der Beweis geführt, dafs in der That die Wirkung der *discontinuirlichen Bewegungen* der an den Ionen concentrirten Elektricitäten, in welchen krummlinigten kleinen Bahnen sie auch erfolgen, durch den Ausdruck $\frac{\alpha \mu i \sin \varphi}{r^2}$, der für den *continuirlichen*

chen Strom gilt, dargestellt werden kann, wenn man folgende Annahme macht:

- 1) Die Wirkung eines bewegten elektrischen Theilchens auf das magnetische Fluidum ist
 proportional seiner Masse,
 proportional seiner Geschwindigkeit,
 proportional dem mehrfach besprochenen $\sin \varphi$
 und umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung.
- 2) Die Wirkung ist dieselbe, es mag positive Elektrizität in der einen Richtung sich bewegen oder unter gleichen Umständen negative in der entgegengesetzten.

Diese Annahmen sind durchaus nur solche, welche ausserdem schon in der Elektrizitätslehre gemacht werden. Dafs die Wirkung dem $\sin \varphi$ proportional gesetzt wird, kann hier nicht willkürlicher erscheinen, als in dem elektromagnetischen Grundgesetze; der eigentliche Grund hierfür ergibt sich erst, wenn statt des magnetischen Fluidums Molecularströme im Magneten substituirt werden. — Darin, dafs die beiden Elektrizitätsarten, wenn sie sich in entgegengesetzten Richtungen bewegen, dieselbe Wirkung auf den Magnetismus ausüben sollen, stimmt die Annahme ganz mit dem Gebrauche überein. — Dafs wir die Wirkung proportional der bewegten Elektrizitätsmenge setzen, ist höchst natürlich, dafs wir sie aber, wie sich im §. 8 nachgewiesen findet, um den Ausdruck $\frac{i\mu\alpha\sin\varphi}{r^3}$ ableiten zu können, ganz durchaus nothwendig der Geschwindigkeit proportional setzen müssen, stimmt vollkommen überein mit Webers elektrischem Grundgesetze; es ist weiter nichts als ein Ausflufs dieses Grundgesetzes für einen ganz bestimmten Fall.

Das Endergebnifs dieser Betrachtungen ist also das, dafs die vollkommenste Uebereinstimmung herrscht zwischen der elektrolytischen Hypothese und den Resultaten der Erfahrung. Könnte man den Beweis führen, dafs der Abstand zweier Atome des Elektrolyten ein anderer ist als

der der metallischen Atome, so besäße man in der gleichen Wirkung des Elektrolyten und des Drahtes auf den Magneten den experimentellen Beweis des *für die Elektrizitätslehre bei weitem wichtigsten Gesetzes, des Weber'schen elektrischen Grundgesetzes.*

Es mag genügen, in diesem Aufsätze die elektrolytische Hypothese, nämlich die Betrachtung des Elektrolyten als eines Isolators, nach einer Richtung von einer Schwierigkeit befreit zu haben. Wenn noch *andere erhebliche* bleiben, so gelingt deren Beseitigung vielleicht ebenfalls. Wenigstens soll man eine so tief eingreifende Anschauungsweise nicht eher fallen lassen, als bis man durchaus dazu gezwungen wird.

§. 8.

N o t e.

Im vorigen Paragraphen ist auf den Beweis, daß die Wirkung der sich bewegenden Ionen des Elektrolyten auf das magnetische Fluidum μ durch den Ausdruck

$$\frac{a \mu \sin \varphi}{r^2}$$

dargestellt werden könne, hingedeutet; dieser ist folgendermaßen zu erbringen.

Wir sehen erfahrungsmäßig, daß beim Strome zwei gleich lange gerade Fäden von elektrolytischen und von metallischen Atomen dieselbe Wirkung auf den in gleiche Lage zu ihnen gestellten Magneten ausüben. Wir schließen daraus, daß die Wirkung auf das magnetische Fluidum während des Actes einer Zerlegung dieselbe bei beiden Fäden seyn werde. Ein solcher Act zerfällt in zwei Theile, einen ersten auf den Magnetismus wirkenden, einen zweiten unwirksamen, während dessen die neugebildeten Atome nach einer anderen Stelle rücken. Während wir nicht wissen, wie die beiden Zeiten, welche den beiden Theilen eines Actes der Zersetzung zukommen, sich zu einander verhalten; während es ungewiß bleibt, ob die Ionen bei ihrer getrennten Wanderung dieselbe Zeit ge-

brauchen, wie der Uebergang der Elektricitäten zwischen den benachbarten metallischen Atomen; während drittens gar nichts darüber festzustellen ist, auf welcher Bahn das Ion seine Ortsveränderung vernimmt, oder welche Geschwindigkeiten es auf den einzelnen Strecken dieser Bahn besitzt; das Eine bleibt wahr: *die Summen der Producte aus den einzelnen bewegten elektrischen Massen und den Projectionen der Wege dieser Massen auf den geradlinigten Fäden sind in beiden Fäden dieselben.*

Der eben aufgestellte Satz bleibt unangreifbar auch wenn wir mit Hittorf¹⁾ annehmen sollten, daß die Ionen ungleiche Wege bei der Elektrolyse zurücklegen, oder wenn wir uns gedrungen fühlen, ganz andere Abstände zwischen den Doppelatomen des Elektrolyten als wie zwischen den metallischen Atomen vorauszusetzen. In diesem letzteren Falle befinden sich in den beiden gleich langen Fäden ungleiche Mengen von Elektricität in Bewegung, aber die Projectionen der von den einzelnen Theilchen zurückgelegten Wege verhalten sich umgekehrt wie diese Mengen, d. h. wie die Anzahl der bewegten Theile. Wirken diese beiden gleich langen Fäden dennoch gleich stark auf den Magneten, so würde daraus folgen, daß dasselbe elektrische Theilchen eine desto größere Wirkung auf den Magnetismus ausübe, je länger der kleine Weg ist, den es bei der einmaligen Zersetzung zurücklegt. Nun hat es keinen Sinn, einem zurückgelegten Wege eine Wirkung zuzuschreiben; ist ein Zusammenhang der Länge des Weges mit der Wirkung unverkennbar, so ist er doch nur scheinbar, nur secundärer Art; die Wirkung muß ausgehen von einer Eigenschaft des Bewegten, welche von der Länge des Weges abhängig ist. Hier führt der Gedanke, daß ja doch die ungleichen Wege des Ions und der zwischen zwei metallischen Atomen wechselnden Elektricität in derselben Zeit zurückgelegt seyn könnten, zu dem einfachen Schlusse, daß die Kraft, welche das bewegte elektrische Theilchen auf den Magnetismus ausübt, *proportional sey*

1) Diese Ann. Bd. 89, S. 177.

der *Geschwindigkeit*, mit welcher es sich bewegt. Und in der That macht uns diese Annahme, daß eben unter sonst gleichen Umständen die *Geschwindigkeit* der Bewegung es ist, worauf es ankommt, ganz unabhängig von alle dem, was oben als ganz außer dem Bereiche unserer Kenntniß liegend bezeichnet ist. Wir müssen bei diesen discontinuirlichen kurzen Bewegungen, wenn es für die von ihnen ausgeübte *Wirkung* gleichgültig seyn soll, mit welcher *Geschwindigkeit* die ganz bestimmten Wege zurückgelegt wurden, gerade annehmen, daß die *Kraft* der *Geschwindigkeit* proportional ist. Denn die ausgeübte *Wirkung* besteht in einem Stosse, sie besteht in einer *Geschwindigkeit*, welche der mit dem magnetischen Fluidum verbundenen trägen Masse des Stahls mitgetheilt wird. Solcher Stöße erfolgen in kurzen Zwischenräumen eine so große Menge von Seiten des Elektrolyten oder Drahtes, daß eine scheinbar feste Ablenkung des Magneten entsteht. Die *Wirkung* jedes einzelnen Stosses aber ist abhängig von der *Kraft* und der *Dauer*, während welcher diese *Kraft* wirkt. Ist also auf dem bestimmten Wege die *Kraft* der *Geschwindigkeit* proportional, so ist die *Zeit*, während welcher die *Kraft* wirkt, der *Geschwindigkeit* umgekehrt proportional, d. h. die *Wirkung* von der *Geschwindigkeit* unabhängig.

In der Ausführung nimmt sich aber die Sache dann folgendermaßen aus. Wenn eine in einem Punkte concentrirte elektrische Masse q sich mit einer *Geschwindigkeit* u in einer Richtung bewegt, welche mit der Verbindungslinie r zwischen der Masse und dem in einem Punkte concentrirten magnetischen Fluidum μ den Winkel φ bildet, so soll sie (nach Seite 567) auf das letztere eine beschleunigende *Kraft* ausüben von der Größe

$$\frac{A q u \mu \sin \varphi}{r^2},$$

wobei A eine Constante bedeutet. Diese *Kraft* ist, ebenso wie bei wirklichen Stromelementen, senkrecht zu der durch die Richtung der Bewegung und den Ort des μ gelegten

Ebene und nach Gröfse und Richtung dieselbe, es mag positive Elektrizität sich nach der einen Seite bewegen oder unter sonst gleichen Umständen negative nach der entgegengesetzten Seite. Die in dem Zeitdifferential dt der mit dem Magnetismus μ verbundenen Masseneinheit ertheilte Geschwindigkeit ist also

$$\frac{Aq\mu \sin \varphi dt}{r^2},$$

und diejenige, welche in einer Zeit τ ertheilt wird, während welcher die elektrische Masse irgend einen Weg zurücklegt,

$$Aq\mu \int_0^{\tau} \frac{u \sin \varphi dt}{r^2}.$$

Fassen wir nun den Weg σ ins Auge, den ein elektrisches Massentheilchen bei einem einmaligen Acte der Zersetzung zurücklegt, so leuchtet zunächst ein, dafs dieser Weg verschwindend klein ist gegen die Entfernung r , dafs man also r während dieses ganzen Weges als constant ansehen dürfe, sobald nur μ an seinem Orte verharret. Diefs letztere darf aber angenommen werden, entweder sobald die Zeit τ sehr klein ist gegen die Zeit, während welcher die Kraft wirken müfste, damit der Ort des μ merkbar verändert würde, oder in unserem Falle sobald man sich die Nadel durch das Zusammenwirken sehr vieler kleinen Stöße in einer scheinbar festen Ablenkung begriffen denkt. Nehmen wir vorläufig noch an, der Weg σ sey geradlinigt, so darf zweitens ebenfalls φ als constant angesehen werden. Und da endlich

$$\int_0^{\tau} u dt = \sigma,$$

so geht der obige Ausdruck über in

$$\frac{Aq\mu \sigma \sin \varphi}{r^2}.$$

So lange also die Wirkung des bewegten elektrischen Theilchens auf die mit μ verbundene träge Masse als ein Stofs betrachtet werden darf, ist sie ganz unabhängig von

der Zeit, während welcher der gerade Weg σ zurückgelegt wird und ebenfalls unabhängig von den Geschwindigkeiten auf den einzelnen Theilen dieses Weges; sie ist dagegen proportional der Länge des Weges. Der Ausdruck $\frac{Aq\mu\sigma\sin\varphi}{r^2}$ stellt die Geschwindigkeit vor, welche der mit μ verbundenen Masseneinheit ertheilt wird, wenn die Elektrizitätsmenge q den Weg σ einmal durchläuft. Gesähä das in jeder Secunde einmal, so würde derselbe Ausdruck auch angesehen werden dürfen als eine continuirliche von dem Wege σ ausgeübte beschleunigende Kraft.

Was hier für den ganzen kleinen Weg σ als gültig nachgewiesen ist, gilt natürlich auch für die Elemente von σ . Wenn also der Weg, den ein Elektrizitätstheilchen oder Ion bei einmaliger Zersetzung zurücklegt, nicht geradlinigt ist, so werden die Wirkungen auf den einzelnen Wegelementen von den Längen dieser Elemente und ihren Richtungen gegen μ abhängig erscheinen. Statt der Wirkung einer bewegten elektrischen Masse q während eines Wegelementes kann man nun die drei Wirkungen substituiren, welche entstehen würden, wenn q gleichzeitig durch die drei Kanten eines Parallelepipedes sich bewegte, dessen Diagonale jenes Wegelement ist, gerade wie man auch statt eines Stromelementes drei Stromelemente als Componenten zu setzen berechtigt ist. Legt nun das Ion den krummlinigten Weg s zurück, dessen Endpunkte die Entfernung σ haben, während die gerade Linie σ mit r den Winkel φ bildet, so kann man zeigen, daß die Wirkung abermals die Gröfse

$$\frac{Aq\mu\sigma\sin\varphi}{r^2}$$

besitzt. Denn, denkt man sich alle Wegelemente ds in drei Componenten zerlegt; die dx in der Richtung der Verbindungslinien r , welche auch in diesem Falle, wo es sich um die Bahn handelt, auf welcher bei einem Acte der Zersetzung das Ion sich bewegt, der Natur der Sache nach alle als gleich und parallel angesehen werden dürfen, die

dy senkrecht auf die durch μ und σ gelegte Ebene und die dz in dieser Ebene senkrecht auf r : so üben die Componenten $\frac{Aq\mu dx \sin \varphi}{r^2}$ keine Wirkung auf μ aus, weil ihre Richtung durch μ hindurchgeht, also $\varphi = 0$ ist; die Componenten, welche den Factor dy enthalten, üben ebenfalls keine Wirkung aus, weil die Summe aller dy in diesem Falle Null ist; die Componenten mit dem Factor dz üben aber die Wirkung

$$\frac{Aq\mu \sigma \sin \varphi}{r^2}$$

aus, weil die Summe aller dz gleich $\sigma \sin \varphi$ ist.

Durch die bisherigen Betrachtungen haben wir also das Resultat gewonnen, daß wir für die Bewegungen der entweder an die Ionen geknüpften oder zwischen den metallischen Theilen des Schließungsbogens übergehenden Electricitäten, diese Bewegungen mögen seyn, welcher Art sie wollen, ohne an der Wirkung etwas zu ändern, eine Bewegung substituiren dürfen, bei welcher ein geradliniger Weg σ mit gleichförmiger Geschwindigkeit zurückgelegt wird, und das nicht gerade in der Zeit, welche der Bewegung in Wirklichkeit zukommt, nämlich während des ersten Actes der Zersetzung, sondern, wenn wir wollen, dürfen wir uns die Bewegung auf den ganzen Act einer Zersetzung ausgedehnt denken, indem wir den unwirksamen Theil dieser Zeit, nämlich das Fließen der neu verbundenen Atome, auf ein unendlich kleines Zeittheilchen zusammenschrumpfen lassen. Besteht nun die Entfernung S zweier Atome im Elektrolyten aus den Längen σ' und σ'' , wobei σ' von der positiven Menge $2q$ und σ'' von der negativen Menge $2q$ durchlaufen wird, so dürfen wir statt dessen uns in derselben Zeit den ganzen Weg $S = \sigma' + \sigma''$ von der positiven Menge q in der einen und von der negativen Menge q in der entgegengesetzten Richtung durchlaufen denken, ohne an der Wirkung etwas zu ändern. Dadurch bekommen wir die Vorstellung, als ob in dem ganzen elektrolytischen Faden die positiven in Punkten concentrirten Mengen q

hintereinander her in den Entfernungen S in continuirlicher Bewegung den Faden durchliefen, die negativen in gleichen Abständen hintereinander her in entgegengesetzter Richtung. Wir ändern aber wiederum nichts am Erfolge, wenn wir statt dessen uns die in Punkten concentrirten Mengen $\frac{q}{n}$ in den Abständen $\frac{S}{n}$ hintereinander gesetzt und mit denselben Geschwindigkeiten fortrückend denken. Oder wenn sonst nicht etwa ein logisches Hinderniß obwaltet, die an die Ionen geknüpften freien Elektricitäten als einen kleinen Raum continuirlich erfüllend anzunehmen, können wir die an einem Ion haftende freie Elektricität uns in einen Faden von der Länge S ausgespannt denken, und haben so eine continuirliche, gleichförmige Elektricitätsbewegung durch den ganzen elektrolytischen, oder, wenn wir dieselben Vorstellungen auf die metallischen Atome ausdehnen wollen, auch durch den ganzen metallischen Faden.

So könnte man zu der Vorstellung einer continuirlichen Wirkung von Seiten des Elektrolyten gelangen. Zur Ableitung der Formel

$$\frac{i \mu \alpha \sin \varphi}{r^2}$$

ist das jedoch nicht einmal nöthig. Denn wir haben gesehen, daß bei einer einmaligen Zersetzung die von der Elektricitätsmenge q auf ihrem kleinen Wege σ ausgeübte Wirkung, sobald sie in jeder Secunde einmal erfolgt, als eine beschleunigende Kraft von der Größe

$$\frac{A q \mu \sigma \sin \varphi}{r^2}$$

angesehen werden kann. Dasselbe gilt natürlich auch vom Wegelemente $\alpha = d\sigma$. Kommen also in der Secunde m Zersetzungen vor, so ist die vom Wegelemente ausgeübte beschleunigende Kraft gleich

$$\frac{m A q \mu \alpha \sin \varphi}{r^2}$$

In der Längeneinheit des Fadens befindet sich die positive Elektricitätsmenge

$$e = \frac{q}{S}$$

wenn S der Abstand zweier Atome ist. Mithin ist

$$q = e S.$$

Denken wir, daß bei jeder Zersetzung nicht die positive Menge $2q$ einen Theil des Abstandes der Atome zurücklegt, sondern q den ganzen Abstand, so daß in den Abständen S die positiven Mengen q hintereinander her gehen, wodurch die Wirkung nicht geändert wird, sobald wir für die Bewegung der negativen Elektricität ein Gleiches voraussetzen, so ist die Geschwindigkeit der Elektricität bei m Zersetzungen in der Secunde

$$u = m S,$$

also

$$m = \frac{u}{S}.$$

Statt $m q$ sind wir also berechtigt eu zu setzen und bekommen so die Wirkung

$$\frac{Aeu\mu\sin\varphi}{r^2}$$

oder, da Aeu nichts anderes ist, als was wir sonst als Stromintensität mit i zu bezeichnen pflegen ¹⁾,

$$\frac{i\mu\sin\varphi}{r^2}.$$

Marburg im August 1855.

1) Elektrodynamische Maafbestimmungen von W. Weber, Theil I. S. 115.

III. Ueber die Wärmewirkung bewegter Flüssigkeiten; von W. Thomson und J. P. Joule.

(Aus den *Phil. Transact.* f. 1853 pt. III p. 357.)

In einem der K. Gesellschaft am 20. Juni 1844 mitgetheilten Aufsatz: »Ueber die durch Verdünnung und Verdichtung der Luft erzeugten Temperaturveränderungen«¹⁾ hat Hr. Joule die dynamische Ursache der HAUPTerscheinungen nachgewiesen und die seinen Schlüssen zum Grunde liegenden Versuche beschrieben. Später hat Prof. Thomson gezeigt, daß die in dieser Untersuchung entdeckte Uebereinstimmung zwischen der geleisteten Arbeit und dem mechanischen Aequivalent der bei der Compression der Luft entwickelten Wärme nur approximativ seyn kann, und in einem der K. Gesellschaft zu Edinburg im April 1851 mitgetheilten Aufsatz: »Ueber eine Methode, die Relation zwischen der mechanischen Arbeit und der bei Compression gasiger Flüssigkeiten erzeugten Wärme experimentell zu entdecken«²⁾ schlug er das bei gegenwärtiger Untersuchung angewandte experimentelle Verfahren vor, mittelst dessen wir schon ein partielles Resultat erhalten haben³⁾. Diese Methode besteht darin, das zusammenge-drückte elastische Fluidum durch eine Masse poröser nichtleitender Substanz zu treiben, und die erfolgende Temperatur-Veränderung des elastischen Fluidums zu beobachten. Statt einer einfachen Oeffnung war ein poröser Stöpsel angewandt, damit die von der sich ausdehnenden Flüssigkeit geleistete Arbeit sogleich zu Reibung verwandt würde, ohne daß eine merkliche Portion von ihr, auch nur temporär, zur Erzeugung gewöhnlicher lebendiger Kraft oder zur Hervorbringung eines Tons diene. Die nichtleitende Substanz wurde gewählt, um so viel wie möglich jeden Wärmever-

1) *Philosoph. Magaz. Ser. III, Vol. XXVI, p. 369.*

2) *Transact. of the Roy. Soc. Edinb. Vol. XX, pt. II.*

3) *Philosoph. Mag. Ser. IV, Vol. IV, p. 481.*

lust durch Leitung, sey es von der Luft an der einen Seite des Stöpsels zu der Luft an der anderen Seite desselben, oder zwischen dem Stöpsel und der umgebenden Materie zu verringern.

Ein Hauptgegenstand der Untersuchung ist, den Werth von μ , Carnot's Function, zu bestimmen. Wenn das Gas die gewöhnlich angenommenen Compressions- und Expansionsgesetze vollkommen befolgte, würde man haben ¹⁾

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\frac{1}{E} + t}{J} + \frac{K\delta}{E p_0 \mu_0 \log P}$$

wo J das mechanische Aequivalent der Wärme-Einheit; $p_0 \mu_0$ das Product aus dem Druck, in Pfunden, auf den Quadratfuß in das Volum, in Kubikfüßen, eines Pfundes des Gases bei 0°C. ; P das Verhältniß des Drucks an der stark gedrückten Seite des Stöpsels zu dem an der anderen Seite; δ der beobachtete Erkaltungs-Effect; t die Temperatur ($^\circ \text{C.}$) des Bades, und K die Wärmecapacität eines Pfundes vom Gase unter einem constanten Druck, der dem an der wenig gedrückten Seite des Stöpsels gleich ist. Um diese Gleichung aufzustellen ist nur zu bemerken nöthig, daß $K\delta$ die Wärme ist, die man jedem Pfunde des austretenden Luftstromes hinzuzufügen hat, um es auf die Temperatur des Bades zu bringen; es ist dasselbe (nach dem allgemeinen Princip von mechanischer Kraft), was man ihm beim Durchgang durch den Stöpsel hinzuzufügen hätte, damit er den Stöpsel ohne Temperaturveränderung verlasse. Wir haben daher $K\delta = -H$, in Gliedern der in der erwähnten Stelle benutzten Bezeichnung.

Nach der obigen Hypothese (daß das Gas die gewöhnlichen Compressions- und Expansionsgesetze befolgt) würde $\frac{\delta}{\log P}$ gleich seyn für alle Werthe von P ; allein Regnault hat gezeigt, daß die Hypothese nicht strenge richtig ist für atmosphärische Luft, und unsere Versuche zeigen, daß

1) *Dynamical Theory of Heat, equation (7) §. 80, Transact. of the Roy. Soc. Edinb. Vol. XX, p. 297.*

$\frac{\delta}{\log P}$ zunimmt mit P . Folglich muß man, bei Reduction der Versuche, zuerst eine Berichtigung anbringen, um die Abweichungen des gebrauchten Fluidums von dem Gasgesetz, so weit sie bekannt sind, in Rechnung zu ziehen, und dann kann der Werth von μ bestimmt werden. Die Formel, durch welche dieses sich thun läßt, ist die folgende ¹⁾:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\frac{1}{J} [w - (p'u' - pu)] + K\delta}{\frac{dw}{dt}}, \text{ wo } w = \int_u^{u'} p dv.$$

u und u' bezeichnen die Volume eines Pfundes des Gases respective bei dem hohen und dem niederen Druck, und bei derselben Temperatur (der des Bases), und v das Volum eines Pfundes von ihm bei dieser Temperatur und unter einem intermediären Druck p . Ein Ausdruck für w für irgend eine Temperatur kann abgeleitet werden aus einer empirischen Formel für die Compressibilität der Luft bei derselben Temperatur und zwischen den Druckgränzen bei dem Versuch.

Der Apparat, den wir uns mit Hülfe einer Bewilligung seitens der K. Gesellschaft haben verschaffen können, besteht hauptsächlich aus einer Pumpe, mittelst welcher die Luft durch eine Reihe von Röhren getrieben werden kann, die zugleich als Behälter für dieselbe dienen und als ein Mittel, ihr jede erforderliche Temperatur mitzutheilen. Dillen und poröse Stöpsel wurden angewandt, um die Luft gegen die Kugel eines Thermometers zu treiben.

Die Pumpe a (Fig. 44, Taf. III) besteht aus einem gußeisernen Stiefel von 6 Zoll innerem Durchmesser, in welcher ein Kolben (Fig. 45) mit spiralförmiger metallener Liederung (von reibungswidrigem Metall) durch die directe Wirkung des Balanciers einer Dampfmaschine mit einer Huhöhe von 22 Zoll arbeitet. Die Pumpe ist eine ein-

¹⁾ *Dynamical Theory of Heat, equation (f) §. 74 or equation (17) §. 95 and (8) §. 89.*

stieflige, die Luft tritt durch die Grundfläche des Cylinders ein, wenn der Kolben steigt, und wird in die Röhren getrieben, wenn er niedergeht. Der Regulator der Dampfmaschine beschränkt die Anzahl der vollständigen Hube der Pumpe auf 27 in der Minute. Die Ventile (Fig. 46) bestehen aus losen Messingkugeln von 0,6 Zoll Durchmesser, welche durch ihr eigenes Gewicht auf die 0,45 Zoll im Durchmesser haltenden Oeffnungen niederfallen. Der Stiefel und die mit ihm verbundenen Ventile waren unter Wasser getaucht, um Beschädigungen (*wear and tear*) zu verhüten, die aus einer veränderlichen und zu erhöhten Temperatur entspringen möchten.

Gezogene Eisenröhren *bb* (Fig. 44) von 2 Zoll innerem Durchmesser führten die comprimirt Luft sechs Fufs weit, dann zu einer Höhe von 18 Fufs und darauf wieder 23 Fufs fort in die kupferne Röhre *cc*; die Verbindung war gemacht mittelst eines Kuppels-Gelenks (*coupling-joint*). Die kupferne Röhre, welche 2 Zoll inneren Durchmesser und 74 Fufs Länge hat, bildet zwei Schlangen (*coils*), jede eingetaucht in eine Holzwanne von 4 Fufs Durchmesser, von deren Wandungen sie 6 Zoll absteht. Die Schlangen sind verbunden durch ein Kuppel-Gelenk *d*, neben welchem ein Hahn *e* ist, um einen Theil der Luft herauszulassen, wenn eine Erniedrigung des Drucks verlangt wird. Die zweite Schlange hat ein Seitenstück (*flange*) *f*, an welchem jede erforderliche Dille mittelst Schraubenbolzen befestigt werden kann. Nahe bei dem Seitenstück ist eine kleine Röhre *g* angeschraubt, an deren Ende eine gebogene und zum Theil mit Quecksilber gefüllte kalibrierte Glasröhre (in Fig. 47 zu sehen) dicht eingesetzt ist. Ein Hahn bei *h* und ein anderer in der kleinen Seitenröhre erlauben jeder Zeit die Luft auszulassen, um den Zustand des Manometers (*gauge*) zu untersuchen, wenn es durch einen ausnahmsweisen atmosphärischen Druck nicht influencirt ist. Die Seitenröhre dient auch dazu, bei jedem Versuch eine kleine Probe Luft zur chemischen Analyse herauszulassen. Eine Röhre, *j*, ist so vorgerichtet, dafs mittelst Kautschuckgelenke

leicht eine Communication hergestellt werden kann, um die aus der Dille strömende Luft in das Gasometer *k* zu führen, welches eine Räumlichkeit von 40 Kubikfuß hat und sorgfältig graduirt ist. Ein gebogenes Glasrohr *l*, oben am Gasometer und ein wenig Wasser enthaltend, zeigt den zuweilen stattfindenden geringen Unterschied zwischen dem inneren und äußeren Luftdruck an. Erforderlichen Falls wird eine gezogene Eisenröhre *m* von 1 Zoll Durchmesser gebraucht, um das elastische Fluidum aus dem Gasometer in den Austrocknungsapparat und von da in die Pumpe zu führen, so daß es durch den ganzen Apparat circulirt.

Wir haben schon darauf hingewiesen, welche verschiedenen thermischen Effecte von dem Ausströmen der Luft aus einer einzigen engen Oeffnung zu erwarten sind. Sie sind einerseits *Kälte* wegen des Verbrauchs von Wärme bei Ausübung der Kraft, der Luft mittelst Ausdehnung eine rasche Bewegung mitzutheilen, — und andererseits *Wärme* wegen Widerverwandlung der lebendigen Kraft der ausströmenden Luft in Wärme. In 2 bis 3 Zoll Abstand von der Oeffnung heben die beiden entgegengesetzten Effecte einander fast auf, hinterlassen indess einen geringen Ueberschuß vom erkältenden Effect; allein dicht bei der Oeffnung sind die Temperaturveränderungen außerordentlich, wie aus folgenden Versuchen erhellen wird.

Eine dünne Kupferplatte, in deren Mitte ein Loch von $\frac{1}{10}$ Zoll Durchmesser gebohrt worden, war an das Seitentstück (*flange*) geschraubt und die Fuge durch Kautschuk luftdicht gemacht. Bei der gewöhnlichen Geschwindigkeit der Pumpe war die Oeffnung hinreichend die ganze Luftmenge zu entladen, sobald der Druck auf 124 Pfund pro Quadrat-zoll gelangt war. Bei Versuchen mit geringeren Drucken wurde jedoch der Hahn *e* theilweise offen gelassen. Das angewandte Thermometer hatte einen kugelförmigen Behälter von 0,15 Zoll Durchmesser. Es wurde so dicht als ohne Berührung des Metalles möglich war an die Oeffnung gehalten und darauf die folgenden Versuche bei verschiedenen Drucken gemacht, wobei das Wasser, worin die

Schlangenröhren eintauchten, die Temperatur 22° C. hatte. Die Luft war getrocknet und von Kohlensäure befreit worden, indem man sie vor dem Eintreten in die Pumpe durch ein mit Aetzkali gefülltes Gefäß von $4\frac{1}{2}$ Fufs Länge und 20 Zoll Durchmesser getrieben hatte.

Gesamtdruck der Luft in Pfd. auf d. Quadratzoll.	Temperatur in Centigraden.	Erniedrigung unter die Temp. d. Bades.
124	$8^{\circ},58$	$13^{\circ},42$
72	$11,65$	$10,35$
31	$16,25$	$5,75$

Der wärmende Effect wurde folgendermassen nachgewiesen. Die Kugel des Thermometers wurde in ein Stück einer konischen Guttapercha-Röhre dergestalt eingesteckt, dass zwischen ihr und der Innenseite der Röhre ein äusserst enger Durchgang blieb. So aufgestellt wurde das Thermometer in 0,5 Zoll Abstand von der Oeffnung gehalten, wie es Fig. 48 Taf. III zeigt. Die Resultate waren folgende:

Gesamtdruck der Luft in Pfd. auf d. Quadratzoll.	Temperatur in Centigraden.	Erhebung über d. Temp. d. Bades.
124	$45^{\circ},75$	$23^{\circ},75$
71	$39,23$	$17,23$
31	$26,2$	$4,20$

Zu bemerken ist, dass die obigen thermischen Effecte nicht als Maximum-Resultate zu betrachten sind, die von der unter dem genannten Druck ausströmenden Luft erhalten werden können. Die Bestimmung dieser, in der Form des oben gegebenen Versuchs, wird durch mehrere Umstände verhindert. Besonders ist zu bemerken, dass die abkühlenden Wirkungen verringert seyn müssen in Folge der Wärme, die durch Reibung der gegen die Kugel des Thermometers strömenden Luft entwickelt wird. Die wärmenden Wirkungen, als hervorgehend aus der Absorption und Verwandlung der lebendigen Kraft in Wärme, hängen sehr ab von der Enge des Raumes zwischen dem Thermometer und der Guttapercha-Röhre. Wir beabsichtigen künftig auf diesen Gegenstand zurückzukommen, wollen indeß für jetzt drei Versuchsformen mittheilen, durch

welche sich der wärmende Effect sehr auffallend und lehrreich zeigen läßt.

Versuch 1. — Zeigefinger (*finger*) und Daum werden über die Mündung gebracht, wie es Fig. 49 Taf. III vorstellt, so daß bei allmählicher Zusammenbiegung derselben der Luftstrom abgekneipt wird. Man wird finden, daß sich dem eine bedeutende Kraft entgegensetzt, die mit dem angewandten Druck wächst. Zugleich fühlt man eine zitternde Bewegung und hört ein schrillendes Geräusch, während die erzeugte Wärme in fünf bis sechs Secunden nöthigt, den Versuch abubrechen.

Versuch 2. — Man setzt den Finger auf die Mündung und drückt bis zwischen ihm und der Kupferplatte eine dünne Luftschicht entweicht, Fig. 50 Taf. III. In diesem Fall ist die, trotz der Nähe des Fingers an dem kalten Metall, brennende Hitze der ausströmenden Luft sehr merkwürdig.

Versuch 3. — Ein dickes Stück Kautschuck wird mit dem Finger auf die enge Mündung gedrückt, so daß zwischen demselben und der Kupferplatte ein dünner Luftstreif ausströmen kann, Fig. 51 Taf. III. Hierbei steigt das Kautschuck schnell auf eine Temperatur, welche das Anfassen desselben unangenehm macht.

Wir haben nun genug angeführt, um die ungeheuren und plötzlichen Temperaturveränderungen, welche in den »Stromschnellen« (*rapids*) eines Luftstroms vorkommen, zu erläutern, Veränderungen, welche die Anwendung eines porösen Pflocks nothwendig machen, um die Luft bei ihrer Ankunft am Thermometer in einen gleichförmigen Zustand zu versetzen. Die Fig. 47 und 52 Taf. III zeigen unsere erste Einrichtung des porösen Pflocks; *n* ist ein messingenes Gufsstück mit Ansatz (*brass castings with flange*), um an die Kupferröhre geschraubt werden zu können. Es hat acht Knöpfe (*studs*) *o* und acht Löcher *pp*, gebohrt in den inneren Theil des Ansatzes. Diese Knöpfe und Löcher liefern die Mittel die poröse Substanz (hier Baumwolle) festzuhalten, indem man sie mit Zwirn dicht

niederbindet. Die unmittelbare Berührung der Baumwolle mit dem Metall ist durch Einschiebung eines Stücks einer Kautschuckröhre verhindert. *qqq* sind drei in einander geschobene Stücke einer Kautschuckröhre, von welchen das innere die Glasröhre *r* aufnimmt, welche die Thermometerscale sehen läßt, und dazu dient, die Luft zu dem Gasometer zu führen. In den sogleich anzuführenden Versuchen berührte das Thermometer unmittelbar den Baumwollenpflock, wie die Figur zeigt, und die Dille war bis zu der Linie *s* in das Bad getaucht. Die Baumwolle wog im trocknen Zustande 251 Gran, hatte das spec. Gewicht 1,404 und war auf einen Raum von 1,5 Zoll im Durchmesser und 1,9 Zoll in Länge zusammengepresst; die für den Durchgang der Luft gelassene Oeffnung war im Volumen gleich einer Pfeife von 1,33 Zoll Durchmesser.

Erste Reihe. Atmosphärische Luft, durch Aetzkalk getrocknet und von Kohlenäure befreit. Manometer 73,8.
Barometer 30,04 = 14,695 Pfd. Druck auf den Quadratzoll.

Manometer.	Gesamtdruck auf d. Quadratzoll. Pfunde.	Kubikzoll Luft, ausströmend in der Minute, reducirt auf atmosphär. Druck.	Temperatur des Bades ¹⁾ . Thermometer No. 1 ° C.	Temperatur der ausströmenden Luft. Thermometer No. 2 ° C.	Kälte-Effect.
37,5 } 37,5 } 38 } 37,8 } 38 }	35,854	12703	445 445,5 445,9 446 446,1	414 414 414,6 414,8 415,4	0° 4378
38 } 38 } 37,8 } 37,8 } 38 }	35,647	12703	446,6 446,8 447,1 447,2	416 416,8 417,6 418	0 3833
37,75 } 37,5 } 37,5 }	35,866	12703	447,5 447,8 448	418,2 418,4 418	0 3435

1) Durch Veränderung der Temperatur des Wassers, in welches die Schlangentröhen getaucht waren, fand sich, daß die Temperatur des die erste Röhre umgebenden Wassers keinen merklichen Einfluß ausübte und die Temperatur der ausströmenden Luft gänzlich durch die der letzten Schlangentröhre geregelt wurde. Doch befolgte man die Vorsicht, beide Röhren auf nahe gleiche Temperatur zu halten.

Eine Liebig'sche Röhre enthaltend Schwefelsäure von 1,8 spec. Gewicht, nahm 0,03 Gran zu, als während des Versuchs 100 Kubikzoll Luft durch sie geleitet wurde.

Die obigen Beobachtungen wurden in Zwischenzeiten von zwei bis drei Minuten angestellt. Bemerken muß ich, daß der abkühlende Effect im Anfange der Reihe größer erschien als am Ende derselben. Dies kann größtentheils dem Austrocknen der Baumwolle zugeschrieben werden, denn es fand sich nach Aussetzung an die Luft, daß sie wenigstens 5 Procent Feuchtigkeit enthielt. Eine andere die Genauigkeit der Resultate störende Quelle lag in einem bedeutenden Schwanken des Drucks in Folge der Wirkung der Pumpe. Wir hatten bemerkt, daß wenn wir die Anzahl der Hübe der Maschine plötzlich von 27 auf 25 in der Minute verringerten, das Thermometer um einige Hundertel eines Centigrades fiel, was offenbar daraus entsprang, daß die gesammte Luftmasse in den Schlangentröhen und den Baumwollenpflocken eine Ausdehnung erlitt, ohne für das Entweichen des erfolgenden thermischen Effects Zeit zu lassen. Hiedurch ergab es sich als durchaus nothwendig, die Pumpe in einem vollkommen gleichförmigen Gang zu erhalten. Aus einem ähnlichen Grunde war es auch höchst wichtig, die aus dem Spiel der Pumpe entspringenden Druckschwankungen zu verhüten, besonders da es klar schien, daß die Wärme, welche entwickelt wurde, wenn die Pumpe frische Luft lieferte und dadurch den Druck vergrößerte, in größerem Verhältniß zum Thermometer gelangte als die Kälte, welche bei der darauf folgenden allmählichen Ausdehnung entstand. In der That als man bei einem Versuch, bei welchem die Luft unter niedrigem Druck gehalten wurde, eigends zu dem Zweck einen Hahn öffnete und dadurch eine Schwankung des Drucks von $\frac{1}{20}$ des Ganzen hervorbrachte, fand sich, daß, statt eines kleinen Kälte-Effects, ein scheinbarer Wärme-Effect von $0^{\circ},2\text{ C.}$ erfolgte.

Es wurde nothwendig, die obige Fehlerquelle zu vermeiden, und die zu diesem Behuf zuerst angewandte Methode bestand darin, ein kupfernes Diaphragma mit einem Loch von $\frac{1}{4}$ Zoll Durchmesser in der Mitte, an der Verbindung der Eisen- und Kupferröhre anzubringen. Das Schwanken wurde dadurch so verringert, daß es kaum wahrnehmbar war; wir machten dann folgende Beobachtungen.

Zweite Reihe. Atmosphärische Luft durch Aetzkalk getrocknet und von Kohlensäure befreit. Manometer 73,75. Barometer 30,162 = 14,755 Pfd. Druck auf den Quadratzoll. Thermometer 19°, 3 C.

Manometer.	Gesamtdruck auf d. Quadratzoll. Pfunde.	Kubikzelle Luft ausströmend in der Minute beim atmosphär. Druck.	Temperatur des Bades. Thermometer No. 1 °C.	Temperatur der ausströmenden Luft. Thermometer No. 2 °C.	Kälte-Effect.
39	38,65	36,069	467	434,6	0°, 377
38,6			467	435	
38,5			467	435	
38,5			467,1	435,1	
38,8	38,79	35,912	467,1	435,4	0, 362
38,8			467,2	435,6	
38,8			467,2	435,4	
38,75			467,3	435,6	
38,8	38,8	35,900	467,3	435,8	0, 348
38,8			467,4	435,8	
38,8			467,4	435,9	
38,8			467,4	436	

Befürchtend, daß Theilchen von dem zum Einschnüren der Pumpe angewandten Wallrathöl mechanisch nach dem Baumwollenpflock getrieben wären und die Resultate beeinträchtigt hätten, nahmen wir nun, statt des bei der letzten Reihe angewandten Diaphragmas, eine Büchse mit durchlöcher-ten Kappen, gefüllt mit Baumwolle. Bei dieser Einrichtung hielt sich der Druck so gleichförmig wie bei der anderen, und alle starren und flüssigen Theilchen wurden durch Filtration zurückgehalten.

Dritte Reihe. Atmosphärische Luft, durch Aetzkalk¹⁾ getrocknet, von Kohlensäure befreit und durch Baumwolle filtrirt. Manometer 73,7. Thermometer 21°, 7 C. Barometer 30,10 = 14,71 Pfd. auf den Quadratzoll.

Dritte Reihe. Atmosphärische Luft, durch Aetzkalk¹⁾ getrocknet, von Kohlensäure befreit und durch Baumwolle filtrirt. Manometer 73,7. Thermometer 21°,7 C. Barometer 30,10 = 14,71 Pfd. auf den Quadratzoll.

Beobachtungszeit.	Manometer.	Gesamtdruck auf den Quadratzoll. Pfunde.	Kubitzolle Luft austretend in der Minute bei atmosphärisch. Druck.	Temperatur des Bades. Thermometer No. 1 °C.	Temperatur der austretenden Luft. Thermometer No. 2 °C.	Kälte-Effekt.
3'	39			357,7	337,35	
6	39,1			357,8	337,8	
9	39,5	34,410	11784	358	338	0°,323
12	39,2			358,2	338,4	
15	39,1			358,7	338,8	
16	39,35			358,9	338,7	
18	39,1	34,418	11734	359,1	339	0,322
21	39,2			359,2	338,9	
23	39,2			359,4	339,25	
25	39,1			359,7	339,8	
28	39,2	34,426	11784	359,8	339,7	0,314
30	39,2			360	340	
32	39,5			360,1	340	
34	39,3			360,2	340,2	
36	39,25	34,279	11784	360,4	340,4	0,311
38	39,3			360,4	340,4	

1) Der Gebrauch des Aetzkalks als austrocknendes Mittel ist uns von Hrn. Thomas Ransome angethan worden. Er entspricht seinem Zweck bewundernswürdig, nachdem er durch den Gebrauch zu einem feinen Pulver zerfallen ist. Die Vollkommenheit seiner Wirkung zeigte sich durch den austrocknenden Cylinder, der, nachdem er zwei Stunden gebraucht worden, am unteren Theile kalt geblieben, während der obere auf etwa 9 Zoll sehr heiss war. Die Zerlegung der Luft, die bei der dritten Versuchsreihe durchgeleitet worden, zeigte, dass eine der Liebig'schen Röhren durchaus keine Gewichtszunahme erfahren hatte; und einmal beobachteten wir, dass die Schwefelsäure von 1,8 spec. Gewicht wirklich an Gewicht verloren hatte, anscheinend reizend, dass die durch Aetzkalk getrocknete Luft im Stande war der Säure von jener Dichte Wasser zu entziehen.

Nachdem der Hahn zur Verminderung des Drucks theilweise geöffnet worden, wurden die Beobachtungen fortgesetzt wie folgt.

Beobach- tungszeit.	Manometer.	Gesamt- druck auf den Quadrat- zoll. Pfund.	Temperatur des Bades. Thermometer No. 1. ° C.	Temperatur der austretenden Luft. Thermometer No. 2. ° C.	Kälte- Effect.
0 ^h 50'	55,1		361,7	344	
52	55,1		361,9	344,8	
54	55,1		361,9	345,3	
55	55,1		361,9	345,8	
57	55,1		362,1	346,0	
59	55,1	22,876	362,3	346,4	
1	55,1		362,4	346,9	
3	55,1		362,7	347,2	
5	55,1		362,7	347,6	
7	55,3		363	347,9	
11	54,3		363,3	348,9	
13	54,4		363,3	348,9	
15	54,4		363,5	349,2	
17	54,7		363,7	349,4	
19	54,5	23,217	363,9	350	
20	54,5		364,1	350	
22	54,6		364,2	350,3	
24	54,6		364,2	350,4	
26	54,6		364,2	350,6	
	55,51		363,82 = 14,760	349,74 = 14,749	0,011

Beobach- tungszeit.	Manometer.	Gesamt- druck auf den Quadrat- zoll. Pfund.	Temperatur des Bades. Thermometer No. 1. ° C.	Temperatur der ausströmenden Luft. Thermometer No. 2. ° C.	Kälte- Effect.
1 ^h 30'	54,6		375	356,4	
32	54,6		375,4	358,2	
33	54,2		375,4	359,6	
35	54,3		375,5	359,4	
37	54,4		375,8	360	
39	54,6	23,277	375,7	360,1	0°,032
40	54,3		375,8	360,3	
42	54,5		376	360,4	

Bei dem obigen Versuch gingen 100 Kubikzoll Luft langsam durch zwei Liebig'sche Röhren mit Schwefelsäure von 1,8 spec. Gewicht. Die erste Röhre nahm 0,006 Gran zu, die zweite behielt genau ihr Gewicht.

P. S. 14 Oct. 1853. — Durch künftige Versuche, die wir der K. Gesellschaft vorzulegen hoffen, sind die scheinbar anomalen Resultate der letzten Tafel vollständig erklärt und als entstanden aus der Druckveränderung, welche gegen Anfang der Zwischenzeit von 42' zu 50' stattfand, nachgewiesen worden.

IV. *Ein optisch-mineralogisches Aufschraube-Goniometer; von W. Haidinger.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Sitzungsbericht. d. VVien. Akad. 1855. Nov.)

Vieles ließe sich in kürzerer Zeit erreichen, wenn man sich rasch zum Handeln entschliesse, ohne erst viel abzuwarten, was von anderen Seiten geleistet werden wird. Der Apparat, den ich heute der hochverehrten Klasse vorzulegen die Ehre habe, ist ein sprechendes Beispiel. Aber Vieles muß auch vorgearbeitet seyn, um einen Entschluß herbeizuführen. Manche Besprechungen mit meinem hochverehrten Freunde Hrn. Dr. Grailich hatten in mir den Wunsch zur That gesteigert, mein Wollaston'sches Goniometer von Cary in London mit mehreren Abänderungen durch unseren trefflichen Optiker Prokesch umzubauen, wobei Hr. Dr. Grailich selbst freundlichst die Leitung übernahm. Aber auch in seiner veränderten Gestalt ist es nur in einigen Richtungen verwendbar. Der Anwesenheit des ausgezeichnet scharfsinnigen und rasch zur Arbeit greifenden Mechanikers, früher am k. k. physikalischen Institute, Hrn. Siegfried Marcus in Wien, verdanke ich aber die Anregung, doch wieder den Aufbau eines ganz neuen Apparates zu unternehmen, nachdem früher mißlungene Versuche meine Wünsche und Erwartungen nur zu sehr gedämpft hatten. Auch ist der unvermeidliche Kostenpunkt eine sehr wohl zu beherzigende Frage, für welche in unseren Verhältnissen der Naturforscher gar ungünstig gestellt ist.

Es ist immer eine zeitgemäße Aufgabe für die Befriedigung wahrer Bedürfnisse zu sorgen, und namentlich sollten wir dies für jené Generation, welche nach uns kommt, und ich wünsche, daß das, was ich hier vorlege, viele Anwendung finden möge, so wie ich es in vielen Fällen hätte selbst benutzen können, wozu mir nun freilich immer weniger Hoffnung bleibt.

Der neue Apparat, neu in Bezug auf die Gesammtheit der Zusammenstellung, denn das Einzelne ist mannigfaltig bereits angewendet worden, soll die wichtigsten Fragen in Bezug auf Winkelmessungen an Krystallen mit hinlänglicher Schärfe beantworten, dabei bequem und leicht zu handhaben seyn und endlich weniger kostspielig als so manche andere, die zum Theil in Besitz von physikalischen Museen keine hinlänglich verbreitete Anwendung finden. Die folgenden sind die wichtigsten Aufgaben, die dem practischen Mineralogen vorkommen:

- 1) Messung der Winkel, welche zwei Krystall- oder Theilungsflächen einschließen, an Krystallen oder Theilen derselben.
- 2) Messung der Strahlenbrechung. Brechungsindex für den ordinären und extraordinären Strahl, überhaupt der Gränzwerte.
- 3) Messung des Winkels, welchen die optischen Axen innerhalb des Krystalles einschließen.
- 4) Messung des Winkels, welchen bei den augitischen und anorthischen Krystallen die Elasticitätsaxen mit den festen krystallographischen Linien, Kanten oder Axen einschließen.

Für jede dieser vier Richtungen der Untersuchung wird der Apparat besonders modificirt und zusammengestellt.

1. *Krystallwinkel.* Zur Messung der Winkel ist der Apparat, abgesehen von dem Arme XY , in Fig. 1 Taf. V zusammengestellt. Die Säule AB wird bei A fest an einen Tisch angeschraubt. Zwischen B und C ist ein gleichfalls angeschraubter Cylinderstift, auf den sowohl der eigentliche Melsapparat ED , als auch das Fernrohr mit Fadenkreuz C aufgeschoben wird, und welche dann mit den Schrauben F für das Fernrohr C , und D für den eingetheilten Kreis festgestellt werden. Das Aufschrauben bei A halte ich für sehr wichtig, und eigentlich bildet es den Charakter des Apparates, von dem ich auch die Benennung entlehnte. Ich glaube aus dem Herzen mancher Fachgenossen zu sprechen, wenn ich den vielfältig belegten Raum alles dessen

bezeichne, was man Tisch nennen kann; aber eine Ecke, eine die paar Quadratzoll leere Fläche um den Apparat aufzunehmen, hat doch Jedermann, und dieser ist dann noch dazu unbeweglich und so fest gestellt wie der Tisch selbst, der ihn trägt. Der Tisch hat eine leicht zu erreichende horizontale Oberfläche; es ist Sache des Mechanikers, Alles so zu arbeiten, daß die Säule *CBA* vollkommen vertical und die Kreisscheibe *E* mit der Gradeintheilung vollkommen horizontal sey. Ist auch keine Wasserwaage zur Controle angebracht, so ist ein Fehler wegen Abweichung von der Senkrechten doch gewiß sehr gering, denn für einen zu messenden Winkel von 90° beträgt der Fehler erst $0,1'$, wenn die Abweichung von der Senkrechten $1^\circ 24'$ erreicht. Der Krystallträger *G* Fig. 1 ist in Fig. 2 Taf. V in natürlicher Größe gezeichnet. Bei *L* wird er in die bewegliche Alhidade der Fig. 1, welche einen Nonius trägt, eingeschraubt, so daß der Theil *JKL* fest mit derselben verbunden ist. In der kugelförmig ausgedrehten Schlüssel *JK* paßt der Kugelabschnitt *GH* vollkommen durch Reibung ein, ein Minimum von Oel giebt ihm den gewünschten Grad von Adhäsion. Die Spitze *M*, wo der Krystall mit Wachs angeklebt wird, ist etwas unter dem Mittelpunkt der Kugel, von welcher *GH* einen Oberflächen-Abschnitt darstellt. Der aufgeklebte Krystall ist also bereits vollkommen centrirt und kann leicht, ohne daß er aus dem Mittelpunkte der Drehung herauskommt, in die erforderliche spiegelnde Lage gebracht werden. Wir verdanken diese höchst einfache und sinnreiche Vorrichtung unserem hochverehrten Collegen und Freunde Hrn. Professor und Ritter Petzval. Sie wurde schon vor zehn Jahren an dem Goniometer des damaligen k. k. montanistischen Museums nach seiner Angabe ausgeführt. Sie ist uns ein wehmüthiges Andenken zugleich an einen hoffnungsvollen jungen Naturforscher, der uns leider so bald darauf durch den Tod entrissen wurde, Hrn. Dr. Joseph Springer, unter dessen specieller Sorge die Arbeit geschah. Diese vortreffliche Vorrichtung giebt den Goniometern mit horizontaler getheilte

Kreisscheibe einen großen Vorzug vor denen mit verticalem Kreise. Die Messung des Winkels ist nun vorbereitet. Der Kreis ist von 0° bis 360° getheilt.

2. *Strahlenbrechung.* Man kann schon mit der Zusammenstellung Fig. 1 mit drehbarer Alhidade und feststehendem Fernrohr oder Absehen den Winkel der Minimum-Ablenkung des gebrochenen Strahles messen. Man muß zu diesem Zwecke den Ort des leuchtenden Gegenstandes oder Lichtspaltes, O , sowie den Ort des hellsten Punktes des Spectrums S durch geeignete Vorrichtungen, etwa durch dahinter gestellte Lichtspalte, fest bezeichnen und sodann die Winkelenfernung beider mittelst eines dritten hellen Lichtpunktes J durch Spiegelung messen, indem man das Bild von L nach und nach mit O und mit S zum Zusammenfallen bringt. Man liest auf diese Weise einen Winkel $= \psi$ ab, der die GröÙe der Hälfte der Minimum-Abweichung mißt. Man hatte in derselben Stellung auch die brechende Kante $= \varphi$ gemessen und findet nun den Brechungsexponenten nach der Formel $n = \frac{\sin(\frac{1}{2}\varphi + \psi)}{\sin \frac{1}{2}\varphi}$.

Aber man kann auch unmittelbar das Fernrohr auf den Lichtspalt und das Spectrum einstellen, also den Winkel der kleinsten Abweichung unmittelbar messen, indem man, dem Babinet'schen oder Gambey'schen Goniometer analog, dem Fernrohre C eine excentrische Stellung giebt, während der Krystallträger G in der Axe befestigt wird. Dazu dient die Vorrichtung Fig. 3 Taf. V. Man beginne mit der Vorrichtung Fig. 1. Man schraube nun sowohl das Fernrohr C als den Petzval'schen Krystallträger G ab. Letzterer war in die Nonius-Alhidade eingeschraubt und mit derselben drehbar gewesen. Nun schraubt man von unten an den festsitzenden Apparat das Stück NO an, zu welchem Zwecke schon Alhidade und Kreis eine durchbohrte Axe haben. Auf die nun feste Axe wird bei O der Krystallträger aufgeschraubt. In die zu dem Zwecke vorgeschaltete Oeffnung P kommt ein Stift, auf welchen bei Q

mit einer dazu bestimmten Röhre das Fernrohr aufgesteckt und mit einer Schraube angezogen wird. Nun ist also der Krystall fest und das Fernrohr rundherum beweglich. Man erhält bei einer Centrirung des Krystalls durch zwei Mess-Operationen den Kantenwinkel φ und den Winkel der kleinsten Abweichung ψ . Der Exponent folgt nach der Formel $n = \frac{\sin(\frac{1}{2}\varphi + \frac{1}{2}\psi)}{\sin \frac{1}{2}\varphi}$. Die kleinste Abweichung findet man nämlich, wenn man nach einander das Fernrohr auf den gewählten Punkt des Spectrums und auf die Lichtlinie des einfallenden Strahles einstellt, den Kantenwinkel aber, indem man es nach einander auf die gleichen Linien in den Bildern einstellt, welche durch die beiden Flächen, deren Winkel gesucht wird, von einem entfernten Gegenstande zurückgeworfen werden. Anstatt des Fernrohres genügt für die Messung der kleinsten Abweichung sehr oft ein Diopterspalt.

Um einen Krystall nach seinen Elasticitätsaxen zu kennen, nämlich den Geschwindigkeiten in den Richtungen senkrecht auf denselben, mithin auch nach den drei Brechungs-Exponenten, möge hier die Bemerkung angeschlossen werden, daß man dazu sehr vortheilhaft und übersichtlich sich aus Einem Krystalle das dazu erforderliche Object schleifen kann, wenn man von einem rechtwinkligen Prisma ausgeht, das der einen Elasticitätsaxe parallel ist und dessen Seiten senkrecht auf den beiden anderen Elasticitätsaxen stehen. Man giebt ihnen eine der beiden Formen Fig. 4 oder Fig. 5 Taf. V. Im ersten Falle sind die beiden zu oberst und zu unterst liegenden die brechenden Kanten; in Fig. 5 dagegen treffen sich die beiden brechenden Prismen in der Spitze. In beiden Fällen erhält man den Exponenten für die Axe a zwei Mal, den für die Axen b und c ein Mal.

3. *Winkel der optischen Axen.* Bekanntlich können diese gemessen werden, indem man nach einander zwischen gekreuzten Turmalinen, oder in irgend einem anderen Polarisations-Apparate die Ringe der beiden Axen nach einander in dieselbe Lage bringt und den Drehungswinkel

anmerkt. Eine eigene Zusammenstellung an dem Apparate wird zu diesem Zwecke angewandt. Zur Erklärung beginne man wieder mit der Fig. 1. Zuerst wird der Krystallträger *G* und das Fernrohr *C* abgeschraubt. Anstatt des ersteren aber von der unteren Seite her, wird nun ein anderer Krystallträger Fig. 6 Taf. V mit dem Ende *R* eingeschraubt, der gewissermaßen als das Gegenstück des oben erwähnten Petzval'schen Krystallträgers betrachtet werden kann, indem zwar die Kugelbewegung beibehalten ist, aber die äußere Kugelschale *SS* um die innere *TT* beweglich, während dort die innere *GH* beweglich, die äußere *JK* fest war. In der Axe ist eine kleine Zange *U* angebracht, in welche man zwischen Beilagen von Kork *V* die zu untersuchende Krystallplatte *W* einklemmt. Es leuchtet wohl schon aus der Zeichnung hervor, wie leicht es ist, die Platte in die ungefähre Richtung zu bringen, in der man die beiden Ringsysteme wahrnehmen kann, und wie man sodann mittelst der Kugelbewegung zwischen den beiden Kugelschalen *SS* und *TT* die genaueste Lage ausfindig macht. Aber man bedarf zu den Messungen noch eines Hilfsmittels, nämlich eines Gefäßes mit Oel gefüllt, in welches die Krystallplatte eingetaucht werden kann, und welches in der Lage *XY* (Fig. 1) auf den Cylinderstift aufgeschraubt wird. Die Krystallplatten zeigen nämlich in der Luft zwischen gekreuzten Turmalinen oder in den gewöhnlichen Polarisationsapparaten nur dann Ringe, wenn diese noch ziemlich kleine Winkel mit einander und mit der Sehaxe einschließen, weil der Brechungs-Exponent so groß ist, daß sehr bald innere Totalreflexion erfolgt, also kein Strahl mehr aus dem Krystalle herausgeht. Längst hat man daher, um doch die Ringsysteme zu sehen und zu messen, sich des Untertauchens in Oel bedient, der Brechungs-Exponent des Olivenöls ist etwa $\approx 1,500$, und namentlich hat Hr. Prof. W. H. Miller in Cambridge nicht nur sehr wichtige Messungen der Winkel der optischen Axen, besonders auch an Krystallen des augitischen Systemes ausgeführt, sondern

auch in seiner Mineralogie ¹⁾ erwähnt, daß man sich dabei einer solchen Vorrichtung am Goniometer bedienen muß, daß der Krystall am unteren Ende der Axe der Bewegung befestigt ist.

Das Oelgefäß im Durchschnitte ist Fig. 7 Taf. V dargestellt. Es ist einen Zoll im Lichten groß. Man sieht durch Turmalinplättchen, welche so gestellt sind, daß sie mit ihren Axen ein Mal an der, dem Beobachter zugewandten oder Ocularseite nach ZZ_1 , an der abgewandten oder Objectivseite nach AA_1 , das andere Mal für eben diese Plättchen nach BB_1 und CC_1 orientirt sind. Die Erscheinungen der Ringe folgen sich bei der verticalen Axe natürlich in der Richtung AA_1 . Für die Stellung der Axen der Turmaline nach ZZ_1 und AA_1 sind sie also durch die dunklen Balken verbunden, und daher sehr leicht vermittelt der Kugelbewegung des Krystallträgers genau zu stellen. Für die eigentliche Messung des Axenwinkels werden aber sodann die Turmaline auf die um 45° verschiedene Richtung gerückt, und die Messung an den Scheiteln der Hyperbeln vorgenommen. Als Quelle homogenen Lichtes dient eine Spiritusflamme mit Salz, durch eine Linse concentrirt. Uebrigens lassen sich mannigfaltige Lichtquellen benutzen, namentlich wenn es darauf ankommt, die Lage der Axen für die verschiedenen Farben des Spectrums kennen zu lernen. Die Neigung der „in Oel“ gefundenen Axen muß dann noch mit den mittleren Brechungs-Exponenten reducirt werden, um die Lage der Axen im Krystall zu haben.

Bei der Stellung der Turmaline nach ZZ_1 und AA_1 zeigen einaxige Krystallplatten die Ringe und das Kreuz mit den Balken in denselben Richtungen gestellt. Liegen die Axen der Turmaline in den Richtungen BB_1 und CC_1 , so ist auch das Kreuz nach denselben Richtungen orientirt. Dann kann man die Winkeldurchmesser der Ringe ebenfalls leicht durch Drehung der verticalen Axe bestimmen.

1) *Phillip's Mineralog. Edited by H. J. Brooke and W. H. Miller.*

Bei Krystallen, deren Symmetrie schon als unzweifelhaft orthotyp sich herausstellt, mißt man bloß die Axenwinkel, ohne die Lage im Krystall näher in Betracht zu ziehen. Das Letztere aber ist sehr wichtig, wenn sich die Untersuchung auf augitische oder anorthische Krystalle bezieht. In diesen Fällen wird die Platte *FG* Fig. 8 Taf. V zwar zuerst so orientirt, daß die verticale Axe des Apparates die beiden Ringsysteme nach einander vor das Auge bringt.

Die Messung beginnt aber von der Lage des Plättchens in Fig. 8, wo dasselbe in die Richtung der Gesichtslinie *DE* gebracht wird. Aber das ganze Lichtfeld ist ja dunkel, da die Platte zwischen gekreuzten Turmalinen steht. Um sie dennoch sehen zu können, bringt man vorübergehend eine Glimmerplatte von $\frac{1}{4}$ Undulation, deren Axe eine der Lagen *BB₁* oder *CC₁* Fig. 7, in die Lage *HJ* Fig. 8, wenn die Axen der Turmaline nach *ZZ₁* und *AA₁* orientirt sind, wodurch das Feld sogleich hell wird. Wären die Turmaline auf *BB₁* und *CC₁* gestellt, so muß die Axe des Glimmerplättchens am besten die Lage *ZZ₁* haben. Zwei Glimmerplatten, zwischen Glas geklebt, um die Oberfläche besser zu bewahren, müssen dem Apparate zu diesem Ende beiliegen.

Hat man nun genau die Platte *FG* in der Richtung *DE* Fig. 8 eingestellt, und den Winkel am Nonius abgelesen, so entfernt man die Glimmerplatte wieder, und mißt sodann von beiden Seiten die Winkel *LMD* und *OMD*, welche die Axen »in Oel« mit der Krystallplatte einschließen. Sie müssen sodann noch durch den mittleren Brechungs-Exponenten für den Uebergang zwischen dem Oel und dem Krystall auf die wahren Winkel im Innern des Krystalls reducirt werden. Indem man die Winkel der Axen halbt und sie mit der bezüglichen Lage der letzteren im Innern des Krystalls vergleicht, erhält man auch die Lage der Elasticitätsaxen in Bezug auf die krystallographischen Linien, wenn die beiden Axen *LK* und *NO* in der Ebene der Abweichung der Axen oder der symmetrischen Ebene liegen.

Diese Glimmerplatten dienen gleichfalls, um, mit der Erscheinung der Ringe combinirt, den positiven oder negativen Charakter der Axen zu zeigen.

4. *Messung des Winkels zwischen den Elasticitätsaxen und festen krystallographischen Linien.* Der so eben beschriebene Vorgang giebt die Lage mittelbar. Aber es ist wünschenswerth, an dem Apparate auch eine Vorrichtung zu haben, um sie wie mit v. Kobell's Stephanoskop unmittelbar zu beurtheilen. Dazu braucht man eine Kreisbewegung zwischen feststehenden gekreuzten Turmalinplatten, von welchen die Ocularplatte noch, um die Erscheinung deutlicher zu zeigen, ein Polariskop ist, also zum Beispiel die Turmalinplatte noch mit einer Platte combinirt wird, welche ein kreisförmiges oder elliptisches Ringsystem zeigt. Die mehr auffallenden Bewegungen der schwarzen Balken zeigen deutlicher den Neutralpunkt als die bloße Schätzung des tiefsten Schwarz. An dem Apparate ist nun die Einrichtung getroffen, daß an den festen Kreis *ED* Fig. 1 von oben die eine, von unten die andere der Turmalinplatten angeschraubt werden, welche an dem Oelkästchen Fig. 7 in anderer Weise dienen. Die zu untersuchende Krystallplatte aber wird an die den Nonius tragende Alhidade angeklebt, und mit derselben der in Frage stehende Winkel gemessen. Man macht nämlich zuerst die an der Krystallplatte vorhandenen festen Linien der 0° — 180° Linie der Alhidade parallel und dreht dann so lange die letztere sammt dem Krystall herum, bis der schwarze Balken die Lage jener Linie annimmt.

Mit einem Apparate, wie der hier erwähnte, kann man wohl mancherlei Untersuchungen durchführen, die bisher eine größere Anzahl derselben, und dazu noch ziemlich viel höher im Preise stehende erforderten. Aus der Beschreibung schon, so einfach ich sie auch gehalten habe, glaube ich, wird man wohl hinlänglich entnehmen, daß er sich recht sehr durch seine vielartige und bequeme Anwendbarkeit empfiehlt. Das größte Vergnügen würde es mir gewähren, wenn eine Anzahl solcher Apparate, wie sie so

trefflich von Hrn. Marcus gefertigt werden, recht bald in das wirklich arbeitende Publicum kämen.

V. Ueber die in der Kohlengrube von Harton zur Bestimmung der mittleren Dichte der Erde unternommenen Pendelbeobachtungen; von G. B. Airy.

(*Proceedings of the R. Society, Vol. VIII, p. 13.* Auszug aus der am 24. u. 31. Jan. d. J. vor d. K. Gesellschaft geleseenen Abhandlung.)

Im ersten Abschnitt dieser Abhandlung setzt der Verf. die auf Rechnung gestützten Gründe auseinander, welche es wahrscheinlich zu machen schienen, daß der Vergleich der Schwerkraft oben und unten in einem Schacht ein Mittel zu einer Bestimmung der mittleren Dichtigkeit der Erde liefere, die vielleicht die am Shehallien oder in Cavendish's Versuch erhaltene übertreffe. Er wurde dadurch veranlaßt erstlich im Sommer 1826 (gemeinschaftlich mit Dr. Whewell) und dann 1828 (mit Dr. Whewell, Hrn. Sheepshanks und Anderen) den Versuch in der Grube Doicoath bei Camborne in Cornwall anzustellen¹⁾. Beide Male schlug er fehl, durch Unfälle, die mit dem wesentlichen Theil des Versuchs in keinem Zusammenhang standen. Nach einem Zeitraum von vielen Jahren fand er, daß mehre Umstände (namentlich die allgemeine Vertrautheit mit der Handhabung eines elektrischen Telegraphen und die Leichtigkeit, denselben zum Vergleiche sehr entfernter Uhren zu benutzen) sehr günstig für eine Wiederholung der Ver-

1) Siehe den Aufsatz des Hrn. Prof. Drobisch (diese Annalen 1827, Bd. X, S. 444) worin derselbe die dieser Methode zum Grunde liegenden (und von ihm schon 1826 in der Schrift: *De vera Lunae figura etc.*, unabhängig von Hrn. Airy entwickelten) Principien auseinandersetzt und von den erwähnten Versuchen Nachricht giebt. P.

suche waren, und da er die Kohlengrube Harton, unweit South Shields, sehr geeignet dazu gefunden, indem sich daselbst zwei Standpunkte fanden, die in einer selben Verticale einen Höhenunterschied von 1256 Fufs darbieten, auch die Eigener der Grube zu jeder Hilfsleistung bereit wären, so begann er mit den Versuchen im September und October 1854.

Die angewandten Instrumente waren hauptsächlich zwei, der K. Gesellschaft zugehörige und von Hrn. Simms höchst sorgfältig ausgebesserte, lose (*detached*) Pendel auf eisernen Stativen; graduirte Bogen, Barometer, Thermometer u. s. w.; zwei Pendeluhren, eine davon der K. Gesellschaft gehörig, welche zu diesem Behufe auf den Ansätzen des Pendels (*Pendulum bobs*) mit geneigten vergoldeten Reflectoren versehen waren, um mittelst Lampenlicht, welches durch Oeffnungen in der Seite des Uhrehäuses einfiel, beleuchtet zu werden; Galvanometer, die an den Uhrehäusern befestigt und mit Stromunterbrecher versehen waren; eine galvanische Batterie an der oberen Station; eine gewöhnliche Pendeluhr (*journevan-clock*) an der oberen Station, versehen mit einem Apparat, durch welchen sie alle 15 Secunden ihrer eignen Zeit die galvanische Kette schloß; und zwei galvanische Drähte, welche den Schacht hinunter gingen und die Batterie, die eben genannte Uhr und zwei Galvanometer mit einander verbanden.

Theilnehmer an der Untersuchung waren: Hr. Dunkin (Ober-Aufseher) und Hr. Ellis von der Sternwarte zu Greenwich, Hr. Pogson von der Sternwarte zu Oxford, Hr. Creswick von der Sternwarte zu Cambridge, Hr. G. Rümker von der Sternwarte zu Durham und Hr. Simmonds von der Sternwarte des Hrn. Carrington zu Red Hill.

Der Operationsplan war folgender. Beide Pendel (das eine an der unteren, das andere an der oberen Station) wurden *unausgesetzt* während der ganzen Arbeitszeit (Tag und Nacht) einer Woche beobachtet; dann wurden sie

vertauscht und in derselben Weise eine zweite Woche lang beobachtet; hierauf wurden sie abermals zwei Mal vertauscht, beide Beobachtungsreihen aber so abgekürzt, daß sie zusammen in einer Woche beendet waren. Jedes Pendel durchschwang an jedem Beobachtungstage sechs Perioden (*Each pendulum had six swings*), jede von nahe vier Stunden, und zwischen dem Ende der einen und dem Anfange der nächsten wurden viele galvanische Signale zur Vergleichung der Uhren gegeben.

Der zweite Abschnitt giebt (soweit es der Raum erlaubte) die Details des Vergleichs der Uhren durch galvanische Signale. Bei Untersuchung des Verhältnisses der Gänge zeigte sich deutlich eine persönliche Gleichung bei Beobachtung der galvanischen Signale. Man erhielt für die verschiedenen Beobachter approximative Werthe und berichtigte (erforderlichenfalls) nach diesen Gleichungen das Verhältniß der Gänge.

Der dritte Abschnitt beschreibt das allgemeine System des Beobachtens der Pendel und des Reducirens der Beobachtungen. Zur Ermittlung der Zeit der Coincidenz der Schwingung des losen Pendels mit der des Uhrpendels wurde das Mittel aus den Zeiten des ersten Verschwindens und des letzten Wiedererscheinens angewandt. Zu Anfange einer Schwingungsperiode (*swing*) beobachtete man mehrere Coincidenzen und nahm das Mittel; ebenso am Ende derselben. Aus diesen Mitteln erhielt man ein mittleres Coincidenzen-Intervall, aus welchem sich das Verhältniß zwischen dem jedesmaligen Gange des losen Pendels und des Uhrpendels ergab. Diefes erfordert verschiedene Berichtigungen.

Die Berichtigung wegen des Schwingungsbogens ward, ohne andere Data als den ersten und den letzten Schwingungsbogen und ohne Annahme eines mathematischen Gesetzes für die intermediären Lagen, durch ein besonderes Verfahren abhängig gemacht von den Resultaten experimenteller Bestimmungen über die numerische Abnahme des

Bogens. Die Berichtigung wegen der Temperatur und des atmosphärischen Drucks stützte sich hauptsächlich auf Sabine's Versuche.

Der vierte Abschnitt enthält einen Abriss von den Pendelbeobachtungen an der oberen Station, mit dem berichtigten Logarithmus des Ganges zwischen dem losen Pendel und dem der Uhr für jede Schwingungsperiode; und der fünfte Abschnitt enthält einen ähnlichen Abriss für die untere Station.

Der sechste Abschnitt giebt die Berechnung des Logarithmus des Ganges zwischen dem unteren und dem oberen losen Pendel (wozu die vorherigen Abschnitte die Elemente lieferten). Dann giebt er in Detail nach der Wahrscheinlichkeitstheorie die Aufsuchung der Formel für die beste Combination der Resultate der verschiedenen Schwingungsperioden. Der Vorzug der Methode unausgesetzter Beobachtungen mit zahlreichen Vergleichen der Uhr wird dabei hervorgehoben. Die Formel wird auf die vier Beobachtungsreihen angewandt; die Resultate der ersten und dritten Reihe kommen sehr nahe überein, ebenso die der zweiten und vierten, zum Beweise, dass die Pendel keine merkliche Veränderung erlitten. Durch den Vergleich des Mittels aus der ersten und dritten Reihe mit dem Mittel aus der zweiten und vierten wird das Verhältniss des Ganges zwischen dem Pendel an der oberen und dem an der unteren Station unabhängig von den angewandten Pendeln gefunden.

Es ergab sich, dass die Schwerkraft unten um $\frac{1}{18188}$ grösser war als oben, mit einer Unsicherheit von $\frac{1}{378}$ des Ueberschusses, oder dass die Beschleunigung eines Secundenpendels unten $2'',24$ pro Tag betrug, mit einer Unsicherheit von weniger als $0'',01$.

Der siebente Abschnitt enthält eine Beschreibung der Operation zur Messung der Tiefe der Grube. Dann behandelt er das anzuwendende Verfahren, um das Verhältniss zwischen der Schwerkraft an der oberen und der an der unteren Station (ohne Bezugnahme auf die Versuche) aus

einem angenommenen Verhältniß der Dichte des Gesteins der Grube zu der mittleren Dichte der Erde zu berechnen. Es wird gezeigt, daß mit der Annahme, die Oberfläche des Bodens um Harton habe die wahre sphärische Gestalt, es unnöthig ist, die Unregelmäßigkeiten der Oberfläche in entfernteren Gegenden zu berücksichtigen. Ebenso wird gezeigt, daß kein Grund vorhanden sey, die Richtigkeit des Gesetzes der Abnahme der Anziehung des Erdkerns als abhängig von der Höhe der Station in Zweifel zu ziehen, wenn nicht in der Anordnung oder Dichtigkeit der Substanzen unmittelbar unter Harton eine bedeutende Unregelmäßigkeit vorhanden ist. Diese als unmerklich angenommen, wird dann die Theorie der Berichtigung wegen der Unebenheiten des Bodens in der Nähe von Harton in Betracht gezogen. Die Höhe der oberen Station über dem Hochwasserstand beträgt etwa 74 Fufs, und da hieraus erhellt, daß die Tiefe der Unebenheit in keinem Fall ein Zehntel der Tiefe der unteren Station betragen kann, so findet man leicht, daß sich das plus oder minus der Attraction mit hinreichender Genauigkeit in der Annahme berechnen läßt, daß der Ueberschufs oder Mangel an Substanz gänzlich an der Oberfläche vorhanden sey; in diesem Fall ist der Einfluß an der oberen Station Null und der an der unteren leicht zu berechnen. Für Depressionen wie die des Meeres, begränzt (wenigstens zum Behufe der Rechnung) in der Nähe der Grube durch eine gerade Linie, aber unbegränzt in der anderen Richtung, wird eine einfache Formel gefunden.

Für die Anwendung dieser Theoreme war es nöthig, eine Karte über die Erhebungen des Bodens an verschiedenen Punkten zu haben. Nach Anleitung des Magistrats von South Shields entwarf der Feldmesser Hr. Christopher Thomson eine solche Karte. Beim Gebrauch derselben fand man es bequem, die Tiefe der Grube zur Einheit des Linearmaasses zu nehmen. Eine Linie in der Entfernung von zehn Tiefen berührt sehr nahe die Klippen von Tynemouth, Frenchman's Point und andere weiter

südöstlich liegende Punkte. Das Land ist durchgehends in Quadrate getheilt, die in Seite eine Tiefe messen, und diese sind so gruppirt, daß dadurch, mittelst Felder von gleichförmiger Höhe in ihrer Ausdehnung, die Gestalt des Bodens annähernd vorgestellt wird. Außer der Betrachtung der Depression des Meeres jenseits der Zehn-Tiefen-Linie, bestehen die Haupterfordernisse darin, den Einfluß der Krümmung der Küste nach der Mündung des *Wear* hin abzuschätzen, den Einfluß der Schlucht von *Jarrow Slake* zu berechnen, und überhaupt für die Abwesenheit von Materie im Thal des *Tyne* die gehörige Berichtigung zu machen. Es sind auch einige kleine Höhen in Betracht zu nehmen. Das allgemeine Resultat ist, daß die Anziehung der regelmäßigen Substanz-Schale um etwa $\frac{1}{100}$ verringert werden muß.

Nennt man D die mittlere Dichtigkeit der Erde, d die der Schale, so berechnet sich der Bruch

$$\frac{\text{Schwerkraft unten}}{\text{Schwerkraft oben}} \text{ zu: } 1,00012032 - 0,00017984 \cdot \frac{d}{D}.$$

Die Pendelbeobachtungen gaben dafür

$$1,00005185$$

also giebt der Vergleich

$$\frac{D}{d} = 2,6266.$$

Der achte Abschnitt giebt einen detaillirten Bericht über die beim Abteufen des Harton-Schachts durchsunknen Schichten, und die specifischen Gewichte vieler der Lager, nach Bestimmung des Professors W. H. Miller. Daraus ergiebt sich das mittlere specifische Gewicht = 2,50.

Substituirt man dieses in der durch die Pendelbeobachtungen gegebenen Gleichung, so findet sich die mittlere Dichtigkeit der Erde gleich

$$6,566.$$

Diese Zahl ist größer als die am Shehallien und die mittelst der Torsionswaage gefundene. Der Verf. bemerkt hiezu, daß es sehr schwierig sey, die Ursachen oder Maafse

der Fehler in jedem dieser Versuche anzugeben, glaubt aber, daß das Resultat des gegenwärtigen Versuchs wenigstens gleiche Gültigkeit wie das der anderen beanspruche.

VI. Untersuchungen über die Doppelbrechung; von Hrn. de Sénarmont.

(*Compt. rend. T. XLII, p. 65.*)

Ich bitte die Akademie um Erlaubniß, ihr einige Resultate einer noch unvollendeten Arbeit vorzulegen. Vielleicht hätte ich bis zur Beendigung derselben warten sollen; allein der experimentelle Nachweis verschiedener That- sachen, genommen aufs Gerathewohl aus einer langen Reihe von Folgerungen, die aus einem selben Princip hergeleitet und theoretisch verknüpft wurden, scheint mir schon hinlänglich für die Richtigkeit aller übrigen zu sprechen. Ueberdies bin ich bei diesen Untersuchungen auf Schwierigkeiten gestossen, die hauptsächlich aus dem Mangel an zur Verwirklichung der Erscheinungen geeigneten Materialien entsprangen; sie können mir vielleicht noch lange fehlen, und indem ich dieses Hinderniß hervorhebe, ergreife ich vielleicht das beste Mittel, es beseitigt zu sehen.

Ich habe mir vorgenommen, die Gesetze der Doppelbrechung einer Prüfung zu unterwerfen, gegründet nicht auf vereinzelte Reihen gesonderter, auf gewisse besondere Richtungen beschränkter Messungen oder auf numerische Bestimmungen ohne Zusammenhang, sondern auf eine Untersuchungsmethode, die im Stande ist, ein Ganzes gleichzeitiger Effecte in einer gemeinschaftlichen Kundgebung zu umfassen, so daß der Versuch selbst eine materielle Uebersetzung und graphische Darstellung ihrer Continuitätsbedingungen wird.

Ich habe diese experimentelle Methode von den Erscheinungen der totalen Reflexion entlehnt. Dieses wichtige Corollar aus den Cartesischen Regeln ist schon für die Gesetze der einfachen Brechung beweisender Art, und scheint, glaube ich, nicht minder bündig und charakteristisch für die Gesetze der Doppelbrechung.

Wenn ein Lichtpunkt eingetaucht ist in ein einfachbrechendes Mittel, das durch eine ebene Oberfläche getrennt ist von einem zweiten ebenfalls einfachbrechenden, aber einen kleineren Brechungsindex besitzenden Mittel, so werden die divergirenden, unter allen möglichen Incidenzen auf das zweite Mittel fallenden Strahlen in dasselbe nur eindringen in einer Gegend der Contactfläche, die dem Fusse des lothrechten Strahlen nahe liegt, und diese centrale Gegend functionirt, wie eine durchsichtige Oeffnung, ausgeschnitten aus einer opaken Wand, welche sie sonst überall nach Art eines belegten Spiegels zurückwirft. Von diesen beiden so verschiedenen Theilen der brechenden Ebene entspricht der eine der theilweisen und mit Refraction verknüpften Reflexion, der andere der totalen Reflexion, und sie sind getrennt durch eine einzige, kreisrunde und stetige Gränzlinie, die der Gränz-Refraction entspricht. Im weissen Lichte ist diese Linie mit Regenbogenfarben umsäumt.

Ist das zweite Mittel ein doppeltbrechendes, so ist der Vorgang nicht mehr so einfach.

Der auf jeden Punkt der brechenden Ebene fallende Strahl kann betrachtet werden als bestehend aus zwei verwachsenen Strahlen, die sich sofort trennen und theilweise in dieselbe eindringen, der eine vermöge der ordentlichen, der andere vermöge der außerordentlichen Brechung. Allein, wenn dieses Eindringen für den einen aufhört möglich zu seyn, kann es oft für den andern bestehen bleiben, so daß sich im Allgemeinen auf der brechenden Ebene doppelte, deutliche und coëxistirende Farbenringe der Gränzreflexion bilden werden.

Jede dieser Farbenringe ist ein geometrischer Ort von

Punkten, wo die Strahlen, welche vom aufserhalb des Krystall liegenden Divergenzpunkt ausgehen, nach ihrer Brechung, sey es ordentlicher oder aufserordentlicher, in der brechenden Ebene eingeschlossen bleiben. Nun sind die Punkte, wo dieser Uebergang von der Refraction zur totalen Reflexion stattfindet, verschieden nicht allein in jedem Azimut für den einen und den anderen Strahl, sondern auch in den verschiedenen Azimuten. Die Anzahl und auch die Form der Farbenringe um den Fuß der Normale sind also unmittelbare Folgen aus den Gesetzen der Doppelbrechung und müssen alle Besonderheiten derselben graphisch wiedergeben.

Die Theorie, im Einklang mit der Erfahrung, bestätigt diese logische Induction, und ohne hier in die Details einzugehen, welche hier nicht am Ort seyn würden, fasse ich die Resultate, die sich daraus ableiten lassen, kurz und unter geometrischer Form zusammen.

Krystalle mit einer optischen Axe.

Der Krystall sey attractiv:

1. Wenn der Index des auf ihn gelegten Mittels größer ist als der größte Index des Krystalls: so ist der erste Farbenring (*iris*) kreisrund und entspricht den ordentlichen Strahlen. Der zweite ist mit dem ersten concentrisch und insgesamt elliptisch; sein größter Durchmesser ist winkelrecht auf dem Hauptschnitt und unveränderlich für jegliche Neigung der brechenden Ebene gegen die optische Axe. Der elliptische Farbenring hüllt übrigens den kreisrunden beständig ein.

Wäre die brechende Ebene winkelrecht zur optischen Axe, so würde der zweite Farbenring kreisrund seyn wie der erstere und diesen umschließen.

Wäre diese Ebene parallel der optischen Axe, so würde der zweite Ring, der elliptisch bliebe, an den Enden seines kleinsten Durchmessers den kreisrunden Ring tangiren.

2. Wenn der Index des auf den Krystall gelegten Mittels gleich ist dem größten der beiden Haupt-Indexe des Krystalls:

so ist der erste Farbenring kreisrund und entspricht den ordentlichen Strahlen. Der zweite ist concentrisch mit dem ersten, reducirt sich aber auf ein System von zwei auf dem Hauptschnitt winkelrechte und außerhalb des Ringes liegenden Geraden.

Wäre die brechende Ebene winkelrecht zur optischen Axe, so würden diese Geraden verschwinden, weil sie sich bis ins Unendliche entfernen.

Wäre diese Ebene parallel der optischen Axe, so würden die beiden Geraden zu Tangenten des Kreises.

3. Wenn endlich der Index des aufgelegten Mittels zwischen den beiden Haupt-Indexen des Krystalls liegt: so ist der erste Farbenring kreisrund; der zweite, mit dem ersten concentrisch, kann nur unter einer bestimmten Neigung der brechenden Ebene gegen die optische Axe anfangen sich zu entwickeln. Er ist alsdann hyperbolisch; sein kleinster reeller Durchmesser ist parallel dem Hauptschnitt und dieser Durchmesser ist insgemein größer als der des Kreises. Er würde ihm gleich werden und beide Curven würden Tangenten seyn, wenn die brechende Ebene parallel der optischen Axe wäre.

Der Krystall sey repulsiv:

1. Wenn der Index des aufgelegten Mittels größer ist als der größte Index des Krystalls:

so ist der erste Farbenring kreisrund und er entspricht den ordentlichen Strahlen. Der zweite ist im Allgemeinen elliptisch und mit dem ersten concentrisch; sein kleinster Durchmesser ist winkelrecht zum Hauptschnitt und für jegliche Neigung der brechenden Ebene gegen die optische Axe unveränderlich. Der elliptische Ring ist überdiess vom kreisrunden beständig eingeschlossen.

Wäre die brechende Ebene winkelrecht zur optischen Axe, so würde der zweite Ring kreisrund seyn wie der erste und innerhalb desselben liegen.

Wäre die brechende Ebene parallel der optischen Axe, so bliebe der zweite Ring elliptisch und tangirte an den Enden seines größten Durchmessers den kreisrunden Ring.

2. Wenn der Index des aufgelegten Mittels gleich ist dem größten der beiden Haupt-Indices des Krystalls: so verschwindet der kreisrunde Ring; der zweite Ring ist im Allgemeinen elliptisch und sein größter Durchmesser ist parallel dem Hauptschnitt.

Wäre die brechende Ebene winkelrecht zur optischen Axe, so würde der zweite Farbenring kreisrund seyn.

Wäre die brechende Ebene parallel der optischen Axe, so würde sich der zweite Ring auf zwei dem Hauptschnitt parallele Gerade reduciren.

3. Liegt der Index des aufgelegten Mittels zwischen den beiden Haupt-Indexen des Krystalls:

so verschwindet der erste Farbenring; was den zweiten betrifft, so ist immer einer seiner Hauptdurchmesser winkelrecht zum Hauptschnitt und von constanter Länge für jegliche Neigung der brechenden Ebene gegen die optische Axe.

Uebrigens würde er, wenn diese brechende Ebene winkelrecht zur optischen Axe wäre, kreisrund seyn, würde, mit seinem größten Durchmesser parallel dem Hauptschnitt, desto elliptischer werden, je mehr die brechende Ebene gegen dieselbe Axe neigte; er würde sich, wenn diese Neigung einen bestimmten Werth überstiege, in zwei dem Hauptschnitt parallele Gerade verwandeln, und darauf die Form einer Hyperbel annehmen, deren kleinerer reeller Durchmesser winkelrecht zum Hauptschnitte wäre und deren Excentricität allmählich wüchse, in dem Maasse als die brechende Ebene sich dem Parallelismus mit der optischen Axe näherte.

Krystalle mit zwei optischen Axen.

Als es sich um Krystalle mit Einer optischen Axe handelte, setzte ich für die brechende Ebene irgend welche Richtung voraus. Bei den Krystallen mit zwei optischen

Axen würde dieser allgemeine Fall wahrscheinlich zu viel complicirteren Resultaten führen; für jetzt habe ich mich auf die besonderen und nothwendig einfacheren Erscheinungen beschränkt, die der Gränz-Brechung an Ebenen parallel den drei Hauptschnitten der Wellenfläche entsprechen.

An einer zur größten Elasticitätsaxe normalen brechenden Ebene.

1. Wenn der Index des aufgelegten Mittels größer ist als der größte der drei Haupt-Indices des Krystalls: so ist der erste Ring ein Kreis, der zweite eine concentrische, diesen Kreis ganz einhüllende Ellipse, deren größter Durchmesser nach der mittleren Elasticitätsaxe gerichtet ist.

2. Wenn der Index des aufgelegten Mittels gleich ist dem größten der drei Haupt-Indices des Krystalls: dann ist der erste Ring immer ein Kreis; der zweite reducirt sich auf ein System von zwei mit diesem Kreise concentrischen und der mittleren Elasticitätsaxe parallelen Geraden.

3. Wenn der Index des aufgelegten Mittels zwischen dem größten und mittleren Index des Krystalles liegt: dann ist der erste Ring ein Kreis; und der zweite eine concentrisch außerhalb dieses Kreises liegende Hyperbel, deren kleinerer reeller Durchmesser die kleinste Elasticitätsaxe ist.

4. Wenn endlich der Index des aufgelegten Mittels ebenso groß oder kleiner ist als der mittlere Index des Krystalls, dabei aber größer bleibt als der kleinste Index desselben: so bleibt allein der kreisrunde Ring bestehen.

An einer zur kleinsten Elasticitätsaxe normalen brechenden Ebene.

1. Wenn der Index des aufgelegten Mittels größer ist als der größte der drei Haupt-Indexe des Krystalls: so ist der erste Ring ein Kreis und der zweite eine concentrische, den Kreis ganz einhüllende Ellipse, deren größ-

größerer Durchmesser in Richtung der größten Elasticitätsaxe liegt.

2. Wenn der Index des aufgelegten Mittels gleich ist dem größten der drei Haupt-Indexe des Krystalls: so verschwindet der erste Ring, und der zweite ist elliptisch, mit seinem größeren Durchmesser in Richtung der größten Elasticitätsaxe liegend.

3. Wenn der Index des aufgelegten Mittels gleich ist dem mittleren Index des Krystalls: so verschwindet der erste Ring, und der zweite reducirt sich auf zwei Gerade parallel der größten Elasticitätsaxe.

4. Wenn endlich der Index des aufgelegten Mittels kleiner ist als der mittlere Index des Krystalls: so verschwindet der erste Ring und der zweite reducirt sich auf eine Hyperbel, deren kleinerer reeller Durchmesser parallel ist der mittleren Elasticitätsaxe.

An einer zur mittleren Elasticitätsaxe normalen brechenden Ebene.

1. Wenn der Index des aufgelegten Mittels größer ist als der größte der drei Haupt-Indexe des Krystalls: so ist der erste Ring ein Kreis und der zweite eine concentrische Ellipse, deren größere Axe parallel ist der größten Elasticitätsaxe.

Der Radius des Kreises ist intermediär zwischen dem größten und dem kleinsten Durchmesser der Ellipse, so daß diese concentrischen Curven sich in vier Punkten schneiden, auf Durchmessern, die den *eigentlichen optischen Axen* (den *Axen der inneren konischen, uniradialen oder äußeren cylindrischen Refraction*) parallel sind.

2. Wenn der Index des aufgelegten Mittels gleich ist dem größten der drei Haupt-Indexe des Krystalls: so ist der erste Ring kreisrund, und der zweite reducirt sich auf ein System von zwei mit dem Kreise concentrischen und der größten Elasticitätsaxe parallelen Geraden, die den Kreis in vier Punkten schneiden, auf den optischen Axen parallelen Durchmessern.

3. Wenn der Index des aufgelegten Mittels zwischen dem größten und dem mittleren Index des Krystalls liegt: so ist der erste Ring kreisrund, und der zweite ist eine concentrische Hyperbel, deren kleinster reeller Durchmesser parallel ist der kleinsten Elasticitätsaxe; sie schneidet den Kreis in vier Punkten auf den den optischen Axen parallelen Durchmessern.

4. Wenn endlich der Index des aufgelegten Mittels ebenso groß oder kleiner ist als der mittlere Index des Krystalls:

so verschwindet der erste Ring, und der zweite ist eine Hyperbel, deren kleinster reeller Durchmesser parallel ist der kleinsten Elasticitätsaxe.

Diese brechende Ebene zeigt also bis hieher allgemeine Erscheinungen, die denen an den beiden anderen beobachteten vergleichbar sind, doch mit Einschränkungen und ganz charakteristischen Besonderheiten, welche wir noch auseinander zu setzen haben.

Die beiden konischen Stücke (*nappes*), welche ihre Scheitel im Lichtpunkt und ihre Grundflächen auf den beiden Farbenringen haben, haben vier gemeinschaftliche Erzeugungslinien, welche auf den Intersectionen dieser Curven endigen.

Diese vier Erzeugungslinien gehören also zugleich zu den beiden geometrischen Orten der unter dem Winkel der Gränzreflexion einfallenden Strahlen; die vier entsprechenden Strahlen entgehen indess dieser Reflexion.

Sie erleiden beim Eindringen in den Krystall die *innere konische Reflexion*, und indem sie sich so auf dem Mantel eines Kegels entfalten, hören sie auf, in der brechenden Ebene begriffen zu seyn.

Wenn also der Krystall durch zwei parallele Flächen begränzt ist, treten diese Strahlen wieder parallel der Richtung ihres ursprünglichen Einfalls aus, und bilden einen ausfahrenden Cylinder von hyperbolischer Grundfläche.

Diese Hyperbel ist zugleich die Grundfläche des ein-

fallenden inneren konischen Bündels und des austretenden äußeren cylindrischen Bündels; sie ist zu den beiden Farbenringen concentrisch und hat zu Asymptoten die Richtung einer der eigentlichen optischen Axen und die Richtung einer der *secundären optischen Axen* (*Axen der inneren uniradialen, äußeren konischen Refraction*).

Das ist noch nicht Alles.

Besondere Strahlengruppen, deren Einfallspunkte außerhalb der beiden Farbenringe liegen, also außerhalb des Orts der Gränzbrechungen und innerhalb des insgesamt der totalen Reflexion vorbehaltenen Feldes, entziehen sich dennoch dieser Reflexion und erleiden wirklich nur die Gränz-Refraction.

Diese Strahlen bilden Umdrehungskegel um die *secundären optischen Axen*; sie fallen somit auf die brechende Ebene unter sehr verschiedenen Incidenzen, die aber alle der *äußeren konischen* und *inneren uniradialen* angemessen sind; sie dringen also in den Krystall, um darin diese uniradiale Richtung anzunehmen, ohne zur brechenden Ebene auszutreten.

Der geometrische Ort der Punkte, wo jeder dieser exceptionellen Strahlengruppen die brechende Ebene trifft, ist eine mit den beiden Farbenringen concentrische und dieselben tangirende Hyperbel, deren reeller Hauptdurchmesser parallel ist einer *secundären optischen Axe*. Die geometrischen Orte ihrer Contactpunkte mit den beiden Farbenringen sind überdies die beiden Erzeugungslinien der Intersection der brechenden Ebene mit der Kegelfläche, welche im Innern des Krystalls gebildet wird von den zahllosen Richtungen der normalen Fortpflanzung, die der uniradialen Richtung des gebrochenen Strahls entsprechen.

Die beiden Farbenringe der Gränzbrechung werden in allen so eben untersuchten Fällen desto mehr von einander getrennt seyn als die drei Indexe des doppeltbrechenden Mittels ungleicher sind. Eine specielle Eigenschaft dient noch zu ihrer Charakterisirung und unterstützt den Beob-

achter sie zu unterscheiden, wenn sie einander fast überdecken und zusammengelaufen erscheinen.

Jeder dieser Farbenringe ist, wie gesagt, ein geometrischer Ort der Punkte, wo die Gränzbrechung beginnt für die Portion des einfallenden Lichtes, welche bestimmt ist, sowohl den ordentlichen als den außerordentlichen Strahl zu liefern; diese Farbenringe werden folglich rechtwinklich gegen einander polarisirt seyn.

Es ist auch die totale Reflexion einer einzigen dieser einfallenden Lichtportionen, welcher der Raum zwischen den beiden Farbenringen das Ansehen eines belegten Spiegels verdankt. Er muß dieses Ansehen verlieren, sobald das total reflectirte Licht, für welches er solchergestalt functionirt hat, sich in einem Zerleger auslöscht. Während der Drehung des Zerlegers zeigt diese Gegend der brechenden Ebene abwechselnd die sonderbare Erscheinung einer bald opaken und gleichsam metallischen, bald glasartigen und durchsichtigen Wand. Dieser Vorgang ist besonders dann auffallend, wenn bloß einer der Farbenringe verbleibt und das Feld des Krystalls in zwei Theile theilt, worin sich die Reflexion somit mit einem ganz entgegengesetzten Charakter zeigt.

Die hier kurz betrachteten Erscheinungen bieten ebenso viele charakteristische Züge der Doppelbrechung dar; allein unglücklicher Weise zeigt die Theorie, welche sie voraussehen läßt, zugleich, daß die physikalischen Data, welche zum experimentellen Nachweise mehrerer Besonderheiten nothwendig sind, schwer zu erfüllenden Bedingungen genügen müssen.

Einerseits nämlich kann der doppelte Farbenring nur erscheinen, wenn der einzige Index des einfach brechenden Mittels größer ist als die drei, oder wenigstens als zwei der drei Haupt-Indexe des Krystalls; und andererseits müssen diese merklich ungleich seyn, wenn die Farbenringe wohl getrennt seyn sollen. Wo aber fände man Flüssigkeiten von so starker Brechung, und Krystalle, deren drei Hauptbrechungen zugleich so schwach und so verschieden

wären, daß diese fast widersprechenden Bedingungen erfüllt würden?

Man kann nämlich kaum andere einfach brechende Mittel auf die Krystalle bringen als Flüssigkeiten. Vor Allem habe ich Schwefelkohlenstoff angewandt, welcher wegen seines starken Brechungsvermögens allen übrigen vorzuziehen wäre, wenn dieses nicht von einem ungeheuren Dispersionsvermögen begleitet würde. Diese Dispersion verbreitert im weißen Lichte die Farbenringe der Gränzbrechung übermächtig, und ihre Umrisse werden um so verwaschener und unbestimmter als man sie bei fast streifenden Incidenzen beobachten muß. Ein homogenes Licht hilft zwar diesen Uebelständen theilweis ab, eignet sich aber schlecht zu Versuchen, die eine gewisse Intensität verlangen.

Was die Krystalle betrifft, so giebt es unter denen, die sich am besten zu gewöhnlichen optischen Zwecken eignen, wenige, deren man sich zu diesen Untersuchungen bedienen könnte. Fast alle sind zu stark brechend; ihre Indexe sind größser oder ebenso groß als der des Schwefelkohlenstoffs.

Bei Krystallen sind also die Versuche über die totale Reflexion nicht allein an sich schwierig und zart, sondern, ich wiederhole es, entspringen die Hindernisse hauptsächlich aus dem Mangel an flüssigen oder starren Materialien von wünschenswerther Beschaffenheit. Obgleich ich verschiedene Flüssigkeiten geprüft habe, so ist es zweifelhaft, ob überhaupt irgend eine den Schwefelkohlenstoff mit Vortheil ersetzen könne. Dagegen ist es möglich, daß man unter den Salzen, besonders den wasserhaltigen, Krystalle antreffen werde, die eine hinlängliche Doppelbrechung verbunden mit einer im absoluten Werthe genügend schwachen Brechkraft besitzen.

Allein hier stellt sich ein neues Hinderniß ein: diese Krystalle müssen homogen und so groß seyn, daß man daran ebene Flächen von einiger Ausdehnung schleifen und poliren kann. Die Künste liefern nur eine kleine Anzahl, die dieser letzteren Bedingung genügen, und um andere

zu erlangen, müßte man sie im Großen darstellen und zu dem Ende Mittel anwenden, die nur der Industrie zu Gebote stehen.

VII. *Photographische Untersuchungen über das Sonnenspectrum; von Hrn. Crookes.*

(Aus dem *Cosmos*, T. VIII. p. 90, nach dem Bulletin der photographischen Gesellschaft in London, vom 21. Jan. 1856.)

Die Untersuchungen von HH. Becquerel, Stokes und Anderen haben gezeigt, daß die durchsichtigsten und klarsten Gläser absolut opak sind für die Strahlen von hoher Brechbarkeit, der Bergkrystall dagegen für diese Strahlen die einzige wahrhaft diaphane Substanz ist. Von da an war es nöthig, um die chemischen Wirkungen aller Lichtstrahlen nachzuweisen, Bergkrystall statt des Glases anzuwenden, damit keiner der Strahlen bei seinem Durchgang durch ein theilweise, wenn nicht gar gänzlich opakes Mittel in seiner Intensität geschwächt werde.

Fig. 9 Taf. V giebt im Zehntel der GröÙe eine Idee von dem Apparat, mittelst dessen Hr. Crookes ein fast fixes Spectrum erhalten hat. Er belegt diesen Apparat mit dem Namen *Spectrum-camera*.

Die Spalte, deren vervielfältigten und einander übergreifenden Bilder das Spectrum bilden, ist horizontal gestellt und kann mittelst einer sehr feinen Schraube breiter oder schmaler gemacht werden. Sie ist bei A eingefassen in eine Messingröhre AB, welche durch eine Schraube an der hölzernen Unterlage CDE befestigt ist. Röhre und Unterlage drehen sich zusammen um eine Axe F und können unter allen Winkeln befestigt werden, so daß sie der Sonne in ihren Höhenveränderungen zu folgen vermögen. Man befestigt sie in der beabsichten Höhe mittelst einer gegen

den Bogen GHK geprefsten Schraubenmutter. Eine an beiden Enden offene *Camera obscura* LMN dreht sich ebenfalls um die Axe F , allein unabhängig von der Bewegung des Rahmens CDE ; auch sie läßt sich in alle Winkelhöhen bringen und an dem Bogen PQR feststellen. Gegen das Ende MN der Kammer befindet sich eine Nute für das matte Glas und den die Platte haltenden Rahmen. Am Ende B des Messingrohrs ist eine Linse befestigt, und die beiden Quarzprismen sitzen, mit ihren brechenden Winkeln nach unten, in einer Holzfassung, welche sich ebenfalls und zwar unabhängig um die gemeinschaftliche Axe drehen läßt, in-
deß auch an der Basis CDE befestigt und dann gemeinschaftlich mit der Röhre und der Kammer gedreht werden kann. Das Ganze ist auf einem horizontalen beweglichen Brett ST befestigt.

Die beiden Quarzprismen sind von dem geschickten Künstler Hrn. Darker bewundernswürdig geschliffen; ihr Winkel beträgt 55° , ihre brechenden Flächen haben 1,1 Zoll Höhe und 1,8 Zoll Breite. Sie sind aus dem Krystall so geschnitten, daß die Strahlen, in der Lage des Minimums der Ablenkung, parallel der optischen Axe des Krystalls hindurchgehen; so ist man vor dem störenden Einfluß der Doppelbrechung geschützt. Es ist nothwendig zwei Prismen hinter einander anzuwenden, damit das Spectrum eine gehörige Länge habe; ein einziges Prisma giebt sie nicht, wegen des schwachen Dispersionsvermögens. Die planconvexe Linse ist auch von Bergkrystall, hat einen Zoll im Durchmesser und 12 Zoll Brennweite; sie ist so gestellt, daß ihre Axe mit der des Krystalls zusammenfällt.

Um den Apparat zu ajustiren, richtet man es zuvörderst so ein, daß die Sonnenstrahlen das Rohr AB längs der Axe durchlaufen und auf die Prismen fallen, nachdem sie durch die Spalte und die Linse gegangen sind. Dann dreht man die Fassung der beiden Prismen um F , bis die gebrochenen Strahlen möglichst wenig von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden. Hierauf befestigt man die Fassung der Prismen gut auf der Basis CDE , wo dann

Spalte, Linse und Prismen ihre relative Lage bei jeder Neigung der Röhre unverändert behalten.

Wenn es sich darum handelt, eine Substanz der Wirkung des Sonnenspectrums zu unterwerfen, so dreht man den Apparat im Azimut, indem man die horizontale Unterlage *ST* bewegt. Man hebt oder senkt die Röhre *AB*, bis die Sonnenstrahlen sie ihrer Axe nach durchlaufen, was der Fall ist, wenn der Schatten von *A* einen zuvor auf der Vorderfläche von *CD* bezeichneten Raum genau bedeckt. Andererseits hebt oder senkt man die *Camera obscura MNC*, bis das Spectrum sich auf die Mitte des matten Schirms *MN* projicirt, der groß genug ist, um nicht allein das sichtbare Spectrum aufzunehmen, sondern auch die ganze beträchtliche Strecke, in welcher sich das unsichtbare Spectrum ausbreitet. Das verschiebbare Stück *MNO* schiebt man ein oder aus, bis die festen Linien der Gegend des Spectrums, deren Wirkung man untersuchen will, vollkommen im Brennpunkt sind. Begreiflich haben die Linien der verschiedenen Gegenden ihren Brennpunkt in verschiedenen Punkten, weil ihre Brechbarkeiten verschieden sind. Um alles fremde Licht abzuhalten, umgiebt man den Theil *CDE* vom Körper des Apparats mit einer undurchsichtigen Hülle und ersetzt das mattgeschliffene Glas durch den die Platte tragenden Rahmen; dann ist die zu untersuchende Substanz dem Einfluß der Sonnenstrahlen ausgesetzt.

Da das Spectrum in Wirklichkeit nur das Resultat der Juxtaposition unzähliger Bilder der Spalte ist, so begreift man, daß die festen Linien nicht durch die Bewegung der Sonne verschoben werden, sondern immer im Brennpunkt bleiben, und nur ihre Intensität verändern. Müßte die Substanz mehrere Stunden lang der Wirkung des Spectrums ausgesetzt werden, so würde man die Sonne in der Axe der Röhre erhalten, wenn man das Brett *ST* von Zeit zu Zeit langsam dreht und die Röhre *AB*, der die Prismen und die *Camera obscura* in ihrer Bewegung folgen, hebt oder senkt; durch solche kleinen Verrückungen alle zwei oder drei Minuten, erhält man die nöthige Fixität.

Dieser Apparat hat Hr. Crookes erlaubt, seine Untersuchungen weit über das hinaus auszudehnen, was er mit seinen mittleren Prismen erreichen konnte. Seit zwei Jahren hat er alle seine mühsigen Augenblicke diesen Beobachtungen gewidmet; er findet sie aber noch nicht vollendet genug, um gewiß zu seyn, daß er bei Veröffentlichung derselben nur sichere Resultate gebe; er begnügt sich für jetzt einige sonderbaren Thatsachen herauszuheben.

I. Hr. Crookes, beauftragt die meteorologischen Beobachtungen der Sternwarte zu Oxford photographisch zu registiren, hatte lange darüber nachgedacht, welche Zusammensetzung dem Bade für die Jodirung des Wachspapiers am besten zu geben sey. Zahlreiche Versuche mit seiner *Spectrum-camera* hatten ihn überzeugt, daß das Jodsilber, welches man durch Doppelzersetzung von salpetersaurem Silberoxyd und reinem Jodkalium erhält, das Bad sey, welches am besten die empfindliche Oberfläche giebt; allein dennoch, wenn er sich dieses Bades zu seinen täglichen Photographien bediente, erhielt er zu seinem Staunen nicht die erwarteten Resultate. Die Ursache hiervon war leicht aufzufinden. Die Versuche, welche zur Anwendung des Jodsilbers geführt hatten, waren im Sonnenschein angestellt worden und in seinem Laboratorium arbeitete er mit Gaslicht. Konnte nicht, mußte nicht ein sehr großer Unterschied zwischen diesen beiden Lichtern vorhanden seyn? Ein directer Vergleich zeigte, daß wirklich ein Unterschied und zwar ein sehr großer vorhanden war.

Im Sonnenspectrum sind die Strahlen gegen den Strich *G* hin und darüber hinaus, d. h. die indigfarbenen oder noch stärker brechlichen Strahlen, so intensiv und zahlreich, daß sie im Vergleich mit den zwischen *F* und *G* liegenden Strahlen, d. h. den blauen oder grünen, denen, welche auf das Bromsilber lebhafter wirken als auf das Jodsilber, wie wirkungslos sind. Für dieses Licht ist also Jodsilber vorzuziehen. Im Gaslicht dagegen findet sich die große Masse der photogenischen Strahlen zwischen den sichtbaren Grenzen des Spectrums und eben dadurch ist die Wir-

kung dieses Lichts viel kräftiger auf das Bromsilber als auf das Jodsilber. Die Praxis hat dieses Resultat des Versuchs vollkommen bestätigt, denn als Hr. Crookes dem jodirenden Bade etwas Bromkalium zusetzte, sah er seine Bilder beträchtlich verbessert. Zur Erlangung des bestmöglichen Resultats müssen die beiden Salze in einem gewissen Verhältniß stehen; ist das Jodkalium im Ueberschuß, so fehlt es dem entstandenen Silbersalz an Empfindlichkeit, und um das Bild sichtbar zu machen, muß man viel länger operiren; waltet dagegen das Bromkalium vor, so fehlt dem Bilde Kraftfülle, es ist roth und durchscheinend. Wenn man aber das richtige Verhältniß trifft, ist das Papier ungemein empfindlich, und das Bild hat ein sehr kräftiges schwarzes Ansehen, ohne den geringsten Stich ins Rothe.

II. Die Anwendung der *Spectrum-camera* war in einem anderen Falle sehr dienlich, als es sich darum handelte, das Glas auszuwählen, welches zur Erhellung seines photographischen Laboratoriums im Fensterladen zu befestigen war. Es mußte zugleich viel Licht durchlassen und alle chemischen oder photogenischen Strahlen abhalten. Zu diesem Behufe bedient man sich gewöhnlich eines calicogelben Glases, aber dieß ist die erdenklich schlechteste Substanz. Eine einzige Tafel läßt weißes Licht durch, und erst wenn man mehre nimmt, werden die chemischen Strahlen aufgefangen; aber diese vielen Tafeln schwächen zugleich die Intensität des durchgehenden gelben Lichts.

Bei Untersuchung einer großen Anzahl Glasplatten von verschiedener Nüance im Spectrum, hat Hr. Crookes mehre gefunden, die seinen Zweck vollkommen entsprechen. Unter den Gläsern wählte er ein dunkel orangenfarbènes aus, welches die besten Resultate gab. Dieses Glas ist absolut opak für die Strahlen jenseits des Fraunhofer'schen Strichs *E*, vom Grün bis zum Violett und darüber hinaus, wogegen es die sichtbaren Strahlen von geringerer Brechbarkeit mit großer Leichtigkeit durchläßt. Er befestigte im Fensterladen seines Laboratoriums etwa einen Qua-

dratfuß von diesem Glase, und obgleich nach dem Durchgang durch dasselbe die directen Sonnenstrahlen des Morgens auf das Bad fallen und zuweilen selbst auf die collodionirte Glasplatte, welche man sensibilisirt, so impressionirten sie dieselben doch nicht und können daher keinen Schaden anrichten. In Bezug auf Sicherheit oder Abhaltung photogenischer Strahlen leistet also diese eine Glasplatte so viel als vier oder fünf Platten von Calicogelb; sie liefert ein unvergleichlich intensiveres Licht und macht die Arbeit angenehmer. Wenn die Sonne scheint wird das Laboratorium in allen Ecken erhellt, wie vom diffusen Tageslicht.

III. Bei sorgfältiger Betrachtung der im Laufe eines Tages gemachten photographischen Bilder des Spectrums wurde Hr. Crookes zu mehreren Malen überrascht, in dem Maasse als die Sonne stieg, eine viel größere Zahl von Strahlen von hoher Brechbarkeit zu erhalten. Die Länge des Spectrums an seinem brechbarsten Ende schien genau proportional zu seyn der Höhe der Sonne über dem Horizont. Diese Thatsache schien eine absorbirende der Atmosphäre (*atmosphère solaire*) auf die brechbareren Strahlen darzuthun. Eine sehr kurze Beobachtung reicht hin, um sich zu überzeugen, daß dies wirklich der Fall ist, denn selbst eine halbe Stunde nach Mittag zeigt der bloße Anblick der Platte, daß die Strahlen, welche, als die Sonne im Meridian stand, die Atmosphäre ohne Mühe durchdrangen, nun in diesem Durchgang gehindert werden.

So wie zu allen Jahreszeiten das Spectrum vom Mittag Strahlen von höherer Brechbarkeit enthält als die Spectra von anderen Stunden des Tages, ebenso enthält das Spectrum vom Mittage des Sommersolstitiums mehr brechbare Strahlen und Strahlen von größerer Brechbarkeit als die Spectra vom Mittage anderer Jahreszeiten. Diese Behauptung bestätigte sich vollkommen durch die Thatsachen, d. h. durch directen Vergleich der in der *Spectrum-camera* erhaltenen mittäglichen Spectra. Macht man vom Frühling an eine Reihe Bilder vom Spectrum, so sieht man, daß in

dem Maafse wie das Sonnenlicht weniger tief schief durch die Atmosphäre geht, unausgesetzt neue Strahlen auftreten, bis die Sonne am Tage des Sommersolstitiums im Meridian anlangt. Man erhält dann Linien, die man zu jeder anderen Zeit niemals sieht, wie lange man auch die Platte dem Lichte aussetzen mag.

Diese Thatsachen führen zu verschiedenen sehr interessanten Fragen. Würde sich die Länge des Spectrums noch vergrößern, wenn man bei lothrechter oder im Zenith stehender Sonne und bei ganz wolkenlosem Himmel arbeitete? Würde man in dieser Richtung die Gränze der brechbaren Sonnenstrahlen erreichen? Oder ist es nicht vielmehr wahrscheinlicher, daß von der Sonne Ströme von Strahlen ausfließen, die niemals die Erde erreichen, die, sowie sie obere Schichten der Atmosphäre erreichen, zerstört, aufgefangen und in andere Kraftarten verwandelt werden, oder deren Schwingungs-Energie uns mit größeren Wellenlängen, einer verringerten Brechbarkeit, unter der Form von Wärme und Licht zugeführt wird.

VIII. *Notiz über das Tyrīt genannte Mineral; von Adolf Kenngott in Wien.*

In der letzten Sendung des Hrn. Dr. Bondi in Dresden an das hiesige k. k. Hof-Mineralien-Kabinet befanden sich zwei Krystallstücke des von D. Forbes *Tyrīt* genannten Minerals von Helle auf Tromsøe bei Arendal. Dasselbe soll eine neue Species seyn und wurde in Dana's erstem Supplemente zu seiner vierten Auflage des Systems der Mineralogie beschrieben, wie folgt: »Er gleicht dem Euxenit. Findet sich in Krystallen mit quadratischem Durchschnitt, jedoch zu unregelmäßig und ohne Glanz, um sie zu messen.

Spaltbarkeit keine. $H.=6,5$; spec. Gew. $=5,30$ bei $60^{\circ} F.$, 5,56 an einem derben Stück. Farbe und Glanz ähnlich wie beim Euxenit.

Im Glasrohre erhitzt decrepitirt er stark, giebt Wasser und das durch das Decrepitiren entstandene Pulver ist von einer schönen gelben Farbe. Vor dem Löthrohre giebt er mit Borax ein Glas, welches röthlich gelb ist, so lange es warm ist, beim Abkühlen aber farblos wird; in Phosphorsalz ist er schwierig löslich und das Glas ist heifs grünlich gelb, kalt aber grün. Analyse:

	Cb	Al	Ca	Y	Ce	U	Fe	H
	44,90	5,66	0,81	29,72	5,35	3,03	6,20	4,52 = 100,25
Sauerst.	2,64	0,23		0,77	0,35	1,38	4,02	

Nimmt man das Atomgewicht des Tantalum für das des Columbium, so ist das Sauerstoffverhältniß der Basen und Säure (im Aufsatz steht in Folge eines Druckfehlers *ratio of bases and silica*) 5,23 zu 11,31, [welches das des Columbit ist]. Er findet sich mit Euxenit bei einem Orte Namens Hampemyr in Norwegen.“

Hr. Dr. Bondi machte in seinem begleitenden Schreiben die Bemerkung, daß der Tyrit vielleicht gleich Fergusonit seyn könne, und die Untersuchung desselben, soweit es die beiden Krystallstücke gestatteten, läßt die Identität des Fergusonit und Tyrit als fast gewiß erscheinen; ich wenigstens zweifle daran nicht.

Das eine Krystallstück von 10 Millimeter Länge stellt, wie Fig. 10 Taf. V angiebt, eine quadratische Combination mit halbzähliger Bildung dar, welche selbst ohne alle Messung eine auffallende Uebereinstimmung mit den von W. Haidinger beschriebenen Krystallgestalten des Fergusonit zeigt. Da die Resultate der Messung die Uebereinstimmung klar darlegten, so habe ich die von W. Haidinger abgebildete Figur mit gleichen Buchstaben beigegeben. Nach derselben sind die Krystallgestalten des Fergusonit (siehe Poggend. Ann. Bd. V. S. 166) quadratische und eine der beobachteten Combinationen ist die eben dargestellte (Fig. 11 Taf. V). Die quadratische Pyramide s , welche als Grund-

gestalt gewählt wurde, ist combinirt mit einer quadratischen Pyramide in verwendeter Stellung z , mit einem quadratischen Prisma in verwendeter Stellung r und mit den Basisflächen i .

Von dieser Combination zeigt das Krystallstück, wie die Fig. 10 Taf. V angiebt, die Flächen s (die Grundgestalt P), die Flächen z (die quadratische Pyramide in verwendeter Stellung $\frac{r}{l} \frac{3P^{\frac{1}{2}}}{2}$) und die Fläche i (die quadratische Basisfläche oP).

Nach Haidinger sind am Fergusonit die Kantenwinkel von P $100^{\circ} 28'$ und $128^{\circ} 27'$, die von $\frac{r}{l} \frac{3P^{\frac{1}{2}}}{2}$ $88^{\circ} 6'$ und $159^{\circ} 2'$; an dem Krystallstück des sogenannten Tyrit, dessen Flächen weder glänzen, noch vollkommen eben sind, wie auch Forbes bemerkte, fand ich vermittelst des Anlegegoniometers $i:s = 116\frac{1}{4}^{\circ}$, woraus der Seitenkantenwinkel von $P = 127^{\circ} 30'$ hervorgeht; $s:s$ über die Basisfläche gemessen $= 52\frac{1}{4}^{\circ}$, wonach der Seitenkantenwinkel von $P = 127^{\circ} 45'$ wäre; $i:z = 101^{\circ}$ (weniger genau, wegen der unebeneren Flächen z), woraus der Seitenkantenwinkel von $\frac{r}{l} \frac{3P^{\frac{1}{2}}}{2} = 158^{\circ}$ hervorgeht; $z:z$ über die Basisfläche gemessen $= 21^{\circ}$, woraus derselbe Winkel $= 159^{\circ}$ folgt; die Endkante von $P = 102^{\circ}$.

Wenn sich auch die Winkel bei der Beschaffenheit der Krystallflächen nicht mit befriedigender Genauigkeit bestimmen ließen, so sieht man offenbar, daß die Winkel mit den Näherungswerthen Haidinger's so harmoniren, daß in Verbindung mit der seltenen Hemiëdrie die Krystallgestalten als übereinstimmende angesehen werden können.

Das zweite Krystallstück von 14 Millimeter Länge zeigte die Flächen P etwas ausgedehnter und die Flächen oP sehr klein; eine Messung konnte an demselben nicht vorgenommen werden, weil es leider noch einmal durchgebrochen war und das eine Ende im Gestein steckte.

Was die übrigen Eigenschaften betrifft, wie sie von W. Haidinger am Fergusonit bestimmt wurden und wie

ich dieselben an einem Exemplare desselben vergleichend beobachten konnte, wie sie Forbes an seinem Tyrit bestimmte und wie ich dieselben an den vorliegenden Krystallstücken vergleichen konnte, so sind dieselben so übereinstimmend, daß man die Minerale trotz der geringen Differenzen für gleich zu halten vollkommen berechtigt ist, wie die Vergleichung zeigt.

Der Fergusonit zeigt nach Haidinger Spuren von Spaltbarkeit parallel *P*; doch mögen dieselben nicht an allen Stücken sichtbar seyn, wie auch nicht an dem mir vorliegenden. Der Tyrit hat nach Forbes keine Spaltungsflächen. Diese Angaben widersprechen sich nicht, da es, wenn die Spaltbarkeit sich überhaupt nur in Spuren zeigt, sehr leicht ist, daß man diese Spuren nicht findet oder daß sie überhaupt nicht an allen Stücken vorhanden sind. Die Oberfläche der Krystalle ist bei beiden unvollkommen.

Der Bruch des Fergusonit ist vollkommen muschlig, zum Theil auch uneben, überhaupt muschlig bis uneben, wie man es auch am Tyrit sehen kann.

Die Farbe beider ist bräunlich schwarz; der Glanz schwankend zwischen unvollkommenem Metallglanz und Wachsgranz; die Durchsichtigkeit keine, nur dünne Splitter sind mit gleicher gelblich brauner Farbe durchscheinend. Der Strich des Fergusonit sehr blaß braun, der des Tyrit sehr blaß graulich braun. Beide sind spröde. Die Härte des Fergusonit = 5,5 — 6,0, die des Tyrit nach Forbes = 6,5. Ich fand bei der Vergleichung beider, daß die Härte durchschnittlich dieselbe ist, im Mittel = 6,0. Die Schwankungen über und unter der des Orthoklases hängen von der Art der Bestimmung ab, da die Härte nuancirt, je nachdem man die Minerale auf den wechselnden Bruchflächen ritzt, oder mit ihnen ritzt und zwar je nachdem die ritzende Ecke beschaffen ist. Mit beiden kann man den Orthoklas gleichmäßig stark ritzen und beide werden von demselben geritzt, und die normale Härte beider ist am

sichersten $= 6,0$ zu setzen. Das spec. Gew. des Fergusonit ist nach Allan $= 5,838$, nach Turner $= 5,800$; das des Tyrit nach Forbes $= 5,30$ und $= 5,56$. Ich fand das spec. Gew. des Tyrit an dem einen Stück $= 5,555$, an dem anderen $= 5,100$. Die letztere niedere Zahl rührt davon her, daß der am deutlichsten ausgebildete Krystall auf seiner Oberfläche gelbe Streifung zeigt, welche Streifung, wie man unter der Loupe sieht, von einem anderen Minerale herrührt, da die Streifen schwach hervorragen und zum Theil in den Krystall hineingehen. Es kann demnach diese Zahl nicht gelten, ich führte sie aber an, um zu zeigen, wie abweichende Resultate man finden kann, was bei einem so seltenen Minerale von Wichtigkeit ist. Die beiläufige Differenz von 3 Zehnthteilen kann uns hier nicht berechtigen, den Fergusonit und das Tyrit genannte Mineral specifisch zu trennen, da einerseits dieselbe gering ist und durch geringe Beimengungen bewirkt werden kann, wie man an den beiden von mir gewogenen Krystallstücken sieht, andererseits aber von unwesentlichen chemischen Differenzen abhängig erscheint, wie die Vergleichung der Analysen ersehen läßt.

Der Fergusonit wurde von Hartwall analysirt, und wenn man auch daraus entnehmen kann, daß er wesentlich tantalsaure Yttererde ist, so ist die Anwesenheit der übrigen Stoffe nicht hinreichend klar geworden und eine neue Bestimmung dürfte leicht die Verhältnisse etwas anders erscheinen lassen. Eine bestimmte Formel ergibt sich bis jetzt noch nicht, oder nur bei willkürlichen Annahmen. Dasselbe gilt auch von dem Resultate, welches Forbes bei seinem Tyrit erhielt. Beider Analysen aber zeigen unzweideutig, daß Tantal- (Columb-) Säure und Yttererde die Hauptbestandtheile sind, daß in beiden Ceroxydul, Uranoxydul und Eisenoxydul in geringen wechselnden Mengen vorkommen, wie verschiedene Fundorte es mit sich bringen, und daß noch Stoffe vorhanden sind, welche wie die Thonerde, Kalkerde und Zirkonerde, wie das Zinnoxid und das Wasser noch fernerer Erklärung bedürfen. Stellt man

beide Analysen vergleichend zusammen, 1) die des Fergusonit nach Hartwall, 2) die des Tyrit nach Forbes:

1.	2.
47,75 Tantalsäure	44,90 Columb- (Tantal-) Säure
41,91 Yttererde	29,72 Yttererde
4,68 Ceroxydul	5,35 Ceroxydul
0,34 Eisenoxyd	6,20 Eisenoxydul
0,95 Uranoxyd	3,03 Uranoxydul
3,02 Zirkonerde	"
1,00 Zinnoxid	"
	0,81 Kalkerde
	5,66 Thonerde
	4,52 Wasser

so sind zwar die Differenzen anscheinend erheblich, wenn man aber bedenkt, in wie verschiedenen Zeiten die stoffreichen Minerale analysirt wurden, so fallen sie in Rücksicht auf die übrigen übereinstimmenden Eigenschaften nicht sehr ins Gewicht und weisen nur auf erneute Prüfungen hin. Selbst der Wassergehalt, welchen Forbes fand, bedingt nicht die Trennung, da einmal Wasser im Fergusonit gleichfalls gefunden, wenn auch nicht quantitativ bestimmt wurde, zum anderen die Erfahrung vorliegt, daß Stoffe nicht genügend bestimmt wurden, ja daß man sie gar nicht fand, wenn man sie nicht suchte. Man darf nur eines sehr neuen Factums gedenken, nämlich daß der Euklas Wasser enthält, welches dennoch früher entging.

Das Verhalten vor dem Löthrohre ist auch nahe übereinstimmend, wie die beiderseitigen Angaben zeigen; nur das *starke* Decrepitiren konnte ich nicht am Fergusonit finden, eine kleine Probe aber zeigte wenigstens, daß er vor dem Löthrohre erhitzt decrepitirt.

Aus Allem geht hervor, daß die in morphologischer Beziehung so genau stimmenden Minerale, deren physikalische Eigenschaften fast ganz dieselben sind, welche in den wesentlichen Bestandtheilen keine Widersprüche zeigen und deren Mengenverhältnisse nur genauer zu prüfen sind, einer

Species angehören und die Abweichungen ihre genügende Erklärung finden müssen, sobald beide chemisch genau bestimmt seyn werden.

IX. *Notiz über eine gestörte Krystallbildung des Quarzes; von Adolf Kenngott in Wien.*

Eine gestörte Ausbildung ganz eigener Art zeigt ein Krystall von *Pregratten* in *Tyrol*, welcher sich in den Sammlungen des k. k. Hof-Mineralien-Kabinetts hieselbst vorfindet. Dieser Quarzkrystall (Bergkrystall) ist irgendwo abgebrochen und stellt somit ein 8 Centim. langes und 3 Centim. dickes Krystallstück dar, ist in dem unteren Theile farblos und durchsichtig und wird nach oben weißlich und halbdurchsichtig. Die obere Hälfte des Krystalles ist nämlich nicht regelrecht ausgebildet, sondern es beginnt von der Mitte des Krystallstückes an eine stenglige Zusammensetzung in der Art, daß die obere Hälfte aus sehr vielen kleinen parallel gestellten, meist linearen Krystallen zusammengesetzt ist. Hierbei findet jedoch nicht die gewöhnliche Erscheinung großer aus kleinen Krystallen zusammengesetzter Krystalle statt, daß nämlich die Summe der kleinen Individuen den großen Krystall darstellt, sondern die Ausbildung des großen Krystalles ist dazu noch an Masse mangelhaft und die Mangelhaftigkeit zeigt eine bestimmte Vertheilung. — Zunächst ist der große Krystall ohne pyramidale Spitze, und wenn wir die Hauptcontouren im Auge behalten und im Gedanken von den vielen kleinen Krystallen abstrahiren, so würde derselbe nach oben eine Durchwachsung dreier Krystalle $\propto P.P$ darstellen, welche durch vorherrschende Ausdehnung zweier gegenüberliegenden Pyramidenflächen *P* und zweier entsprechenden paral-

lelen Prismenflächen $\propto P$ orthorhombischen Charakter erlangt haben.

Fig. 12 Taf. V stellt ein solches Gebilde dar, welches oben eine derartige Drillingsbildung mit allmählich verwachsenden Individuen zeigt. Unser Krystall würde so ausgesehen haben, wenn er sich nach oben in nicht mehr als drei Individuen zertheilt zeigte. Die Anlage jedoch, gerade diese drei domatischen Leisten, welche sich unter 60° kreuzen, zu bilden, ist trotz der sehr vielen kleinen Individuen zu erkennen, und aus Fig. 13 Taf. V läßt sich beiläufig das ersehen, was man in natura sieht. Bei der Schwierigkeit, eine so complicirte Verbindung von über 100 kleinen Individuen zu zeichnen, ohne dafs die Zeichnung mißverstanden wird, hielt ich es für zweckmäfsig, durch die Projection (Fig. 13) anzudeuten, wie der Krystall sich etwa ausnimmt, längs der Hauptaxe gesehen, ohne dafs es möglich war, in der Zeichnung die wirkliche Gröfse der Individuen gegeneinander nachzubilden.

In der Richtung der in Fig. 12 Taf. V extrem ausgedrückten domatischen Leisten gruppiren sich an Gröfse verschiedene, an Höhe gleiche Individuen, die auch meist so platt ausgebildet sind, während die danebenstehenden Individuen an Höhe bedeutend zurücktreten, und verlaufende keilförmige Einschnitte oder Senkungen, entsprechend denen der Fig. 12, bilden, welche in Fig. 13 durch den Schatten dargestellt sind.

Fast alle kleinen Krystalle stehen in ihrer geraden parallelen Stellung; nur hin und wieder sind einzelne ein wenig verrückt, als wäre das ganze Aggregat nicht fest genug gewesen, um kleine Störungen des Fluidum zu widerstehen, in dem sich der Krystall bildete. Da der Krystall ein loser, abgebrochener ist, so läßt sich über die mögliche äufsere Einwirkung auf den sich bildenden Krystall nichts sagen, warum er sich in so viele kleine, dabei so symmetrisch gestellte Individuen auflöste; aus dem ganzen Aussehen aber geht wahrscheinlich hervor, dafs die Störung in der Ausbildung wohl Mangel an Material und gleichzeitig an

Raum gewesen seyn mag, woraus sich auch einigermaßen bei fehlender Spitze die drillingsartige Gruppierung erklären läßt. Da ich bis jetzt noch nie ein dergleichen Gebilde des Quarzes unter überaus reichem Material gesehen habe, hielt ich es für angemessen, darüber eine Mittheilung zu machen, und es dürfte sich leicht irgendwo ein erläuterndes Gegenstück finden.

**X. Ueber die Darstellung des Urans;
von Hrn. E. Peligot.**

(*Compt. rend. T. LXII. p. 73.*)

Ich habe die Ehre, der Akademie einige Stücke eines bei hoher Temperatur geschmolzenen Urans vorzulegen. Als ich dieses Metall i. J. 1842 im isolirten Zustande kennen lehrte ¹⁾, zeigte ich, daß man es, wenn Uranchlorür mit Kalium behandelt wird, theils als schwarzes Pulver, theils im zusammengebackenen Zustande als Plättchen von einem dem des Silbers vergleichbaren Metallglanz bekommt; allein, da diese Operation in einem Platintiegel vorgenommen worden, so stand zu fürchten, daß sich eine Legirung von Uran und Platin gebildet hätte. In der That wies ich in den metallisch glänzenden Theilen die Gegenwart einer kleinen Menge Platin nach. Mehrfach versuchte ich damals Uran in nicht-metallischen Tiegeln darzustellen; allein immer barstern diese in Folge der durch die Reaction entstehenden zu plötzlichen Temperatur-Erhöhung.

Die Leichtigkeit, mit welcher man sich gegenwärtig durch das Verfahren des Hrn. Deville Natrium verschaffen kann, hat mich veranlaßt, meine Versuche wiederum aufzunehmen, unter Ersetzung des Kaliums durch Natrium. Nach mehren fruchtlosen Versuchen ist es mir geglückt,

1) S. *Annal.* Bd. 54, S. 122. (P.)

das Uran rein und geschmolzen, mit allen wahrhaft metallischen Kennzeichen auf folgende Weise zu erhalten.

In einem glasurten Porcellantiegel bringt man die nöthige Menge Natrium zur Zersetzung des grünen Uranchlorürs, welches, wie ich angegeben, bereitet wird, wenn man eins der Oxyde dieses Metalls der gleichzeitigen Einwirkung von Chlor und Kohle aussetzt. Man bedeckt das Natrium mit recht trockenem Chlorkalium und darauf mit einem Gemenge von diesem selben Salze und dem zu zersetzenden Uranchlorür. Der Tiegel, versehen mit seinem Deckel, wird in einem beschlagenen irdenen Tiegel gesetzt, den man mit Kohlenstaub füllt und dann auch mit seinem irdenen Deckel verschließt. Der Zusatz des Chlorkaliums hat den Zweck, die Reaction weniger instantan und weniger lebhaft zu machen.

Der Tiegel wird erhitzt, bis sich die Reaction einstellt; das hört man an dem Geräusch, welches in diesem Moment vernehmbar wird. Sogleich bringt man den Tiegel in den Windofen und erhitzt ihn 15 bis 20 Minuten lang bis zur Weißgluth. Nach dem Erkalten findet man in dem Porcellantiegel eine geschmolzene Schlacke, welche mehre Urankügelchen einschließt.

So dargestellt, besitzt dieses Metall eine gewisse Schmiedbarkeit. Obwohl hart, wird es leicht vom Stahl geritzt. Seine Farbe erinnert an die des Nickels oder Eisens. An der Luft nimmt es, in Folge einer schwachen Oxydation an der Oberfläche, eine etwas gelbliche Farbe an. Bis zur Rothgluth erhitzt, zeigt es plötzlich ein lebhaftes Erglügen und bedeckt sich mit einem voluminösen schwarzen Oxyd, in dessen Innern man noch nicht oxydirtes Metall antrifft, wenn die Wirkung der Wärme bei Zeiten unterbrochen wird.

Seine Dichtigkeit ist sehr merkwürdig; sie beträgt 18,4. Es ist also nach dem Platin und Golde der dichteste Körper, den wir kennen. Dieses specifische Gewicht rechtfertigt auch vielleicht das hohe Aequivalent, welches ich dem Uran beigelegt habe.

Endlich habe ich gefunden, daß man das Uran auch aus demselben grünen Chlorür mittelst Aluminium darstellen kann. Seine Darstellung durch diese Reaction beruht ohne Zweifel auf der großen Flüchtigkeit des Chloraluminiums.

XI. Ueber den dichten Borazit von Stasfurt; von G. Rose.

(Aus d. Monatsbericht. d. Akad. 1856. Febr.)

Im Jahre 1846 wurden aus dem Bohrloche von Stasfurt ¹⁾, als man in einer Tiefe von 797 Fufs zu einem schon sehr mit Steinsalz gemengten Anhydrit, der das Liegende eines 147 Fufs mächtigen festen steinsalzfreien Anhydrits bildete, gekommen war, grössere und kleinere Stücke einer Substanz herausgezogen, die im Ganzen Aehnlichkeit mit einem weissen dichten Kalkstein hatte, aber von Karsten für wasserfreie borsaure Talkerde erkannt wurde.

Nach der Analyse, die er in der Sitzung vom 7. Juni 1847 der Akademie mittheilte ²⁾, enthielt dieselbe

Talkerde	29,48
Borsäure	69,49
Kohlensaures Eisenoxydul mit Spuren von koh- lensaurem Manganoxydul und von Eisen- oxydhydrat	1,03
	<hr/> 100.

Karsten fand ferner ihr specifisches Gewicht = 2,9134 und ihre Härte zwischen 4 und 5. In verdünnter Salz-, Salpeter- und Schwefelsäure löste sie sich leicht, und in concentrirter Flusssäure ohne alle Entwicklung von Wärme auf.

Der krystallisirte Borazit von Lüneburg, wenn man an-

1) Stasfurt liegt an der Bode 5 Meilen südlich von Magdeburg.

2) Monatsberichte der Akad. von 1847 S. 19.

nimmt, dafs er eine Verbindung von 3 Atomen Talkerde und 4 Atomen Borsäure ($\text{Mg}^3 \text{B}^4$) ist, besteht aus:

Talkerde 30,76

Borsäure 69,24

und hat nach Rammelsberg ein specifisches Gewicht 2,955. Diese Zahlen weichen so wenig von den von Karsten gefundenen ab, dafs letzterer hierdurch sich bewogen fand, das Mineral von Stasfurt auch für Borazit und also für eine dichte Abänderung desselben zu halten.

Später fand Prof. Karsten (der Sohn ¹⁾), dafs wenn man feine zerriebene Theilchen des Minerals von Stasfurt auf einer Metallplatte über der Spirituslampe erwärmt, sich allerhand Bewegungen bemerklich machen, die Theilchen sich voneinander schieben, und zusammenballen, sich anziehen und abstofsen, und sich völlig auf dieselbe Weise wie gepulverte Borazitkrystalle verhalten; er sah daher darin noch einen Grund mehr, das Mineral von Stasfurt für Borazit zu halten. Dafür erklärt sich endlich auch Volger in seiner neueren Schrift über den Borazit ²⁾, indem er noch die Schwierigkeit, die für die Identitätsannahme des Stasfurter Minerals mit dem Borazit in der bei weitem leichteren Auslöslichkeit des ersteren in Chlorwasserstoffsäure liegen könnte, durch die Annahme zu heben sucht; dafs sie durch die grofse Feinheit seiner krystallinischen Theilchen hervorgebracht sey. Die Meinung, dafs das Stasfurter Mineral Borazit sey, fand nirgends Widerspruch.

Indessen lassen sich doch gegen diese Meinung recht wichtige Einwendungen machen. Schabt man von dem leicht zerreiblichen Stasfurter Mineral mit dem Messer einige kleine Theile ab, und betrachtet sie unter dem Mikroskop, so erscheinen dieselben keinesweges structurlos, und ohne das geringste krystallinische Gefüge, wie Prof. Karsten bei Beschreibung seiner elektrischen Versuche erwähnt, sondern

1) Poggendorff's Ann. 1847, Bd. 71, S. 243.

2) Versuch einer Monographie des Borazits, Hannover, 1835, S. 84.

als ein Aggregat von lauter prismatischen Krystallen von verschiedener Gröfse, die bei 360maliger Vergrößerung die scheinbare Gröfse eines Körpers von 1 bis 3 Linien in deutlicher Sehweite haben. Endkrystallisation ist bei ihnen nicht wahrzunehmen; indessen haben doch Krystalle, welche zum regulären Krystallisationssystem gehören, ein solches Ansehen nie, die kleinen Krystalle von Stasfurt können daher nicht wie der Borazit zum regulären System gehören.

Hierzu kommen noch die anderen Unterschiede. Die borsaure Talkerde von Stasfurt löst sich zerrieben in concentrirter Chlorwasserstoffsäure bei Erwärmung mit der Spirituslampe fast augenblicklich auf ¹⁾, und aus der erkalteten Auflösung scheidet sich nach einiger Zeit Borsäure-Hydrat als ein weißer krystallinischer Niederschlag aus, bei welchem man die Form der einzelnen Krystalle (die sechsseitigen Tafeln) bei schwacher (90maliger) Vergrößerung sehr gut erkennen kann. Sehr fein zerriebener durchsichtiger Borazit von Lüneburg löste sich in derselben Chlorwasserstoffsäure viel längere Zeit gekocht, gar nicht auf, es schied sich beim Erkalten der Auflösung keine Borsäure aus, und die Chlorwasserstoffsäure enthielt auch keine Talkerde.

Vor dem Löthrohr schmilzt das Mineral von Stasfurt viel leichter als der durchsichtige Borazit. Man kann von ersterem ein kleines Stück auf der Kohle zur Kugel schmelzen, was mit dem Borazit nicht angeht; man muß bei diesem einen starken Luftstrom anwenden, und daher das Stück mit der Platinzange halten, wobei man es dann an den Rändern zum Schmelzen bringt. Sonst sind die Erscheinungen dieselben, beim Erkalten der geschmolzenen Kugel treten aus der Oberfläche eine Menge kleiner Blasen hervor, und die Oberfläche bedeckt sich mit feinen prismatischen Krystallen, die unter der Lupe ganz deutlich sind.

Im Kolben vor dem Löthrohr erhitzt geben sowohl das

1) Nach einer späteren Mittheilung von Hrn. Rammelsberg ist sie sogar schon etwas in reinem Wasser löslich.

Stasfurter Mineral als der Borazit ein geringes weißes Sublimat, was sich beim Borazit nirgends erwähnt findet. Er besteht wohl offenbar aus Borsäure, und erscheint unter dem Mikroskop bei 90maliger Vergrößerung aus kleinen quadratischen Tafeln bestehend. Zuweilen decrepitirt das Stasfurter Mineral und giebt dann im Kolben erhitzt, viel Wasser, in diesem Fall ist ihm aber eine wasserhaltige Chlorverbindung, die auch in größeren Massen mit ihm zusammen vorkommt, in geringer Menge beigemengt.

Das specifische Gewicht des Stasfurter Minerals, welches nach der Angabe von Karsten 2,9134 beträgt, ist zwar nicht viel von dem des Borazits 2,955, indessen doch immer etwas verschieden.

Hiernach erscheint doch das Stasfurter Mineral durch so wesentliche Eigenschaften von dem Borazite geschieden, daß man es für ein besonderes Mineral anzusehen, und demnach mit einem besonderen Namen zu bezeichnen hat. Der Verf. schlägt dazu nach seinem Fundorte den Namen Stasfurtit vor. Bestätigt sich die gleiche Zusammensetzung, die es nach der Analyse von Karsten mit dem Borazit hat, so wäre es mit diesem heteromorph, und man könnte vielleicht auf diese Weise eine Erscheinung beim Borazite erklären, die bisher etwas sehr Räthselhaftes hatte, daß er nämlich häufig undurchsichtig und nur aus fasrigen Theilen zusammengesetzt erscheint, die auf den Krystallflächen, und namentlich den Dodekaëder- und den Hexaëderflächen senkrecht stehen. Man könnte nun annehmen, daß diese Krystalle Pseudomorphosen nach Stasfurtit wären, dessen fasrige Individuen auf den Krystallflächen senkrecht stehen, wie dies öfter bei Pseudomorphosen vorkommt, wie z. B. bei dem geschmolzenen Zucker, wenn er undurchsichtig geworden ist, oder bei den Pseudomorphosen von Göthit nach Eisenkies ¹⁾).

Volger, der in seinem angeführten Werke die Borazite mit fasriger Structur ausführlich bespricht, erklärt dieselben auch für Pseudomorphosen, ist aber der Meinung,

1) Vergl. Poggendorff's Ann. Bd. 28, S. 577.

dafs die fasrigen Individuen ein neues Mineral von verschiedener Zusammensetzung mit dem Borazite sind, das er Parasit nennt. Indessen ist doch der Unterschied in der Zusammensetzung der undurchsichtigen Borazite mit fasriger Structur und der durchsichtigen unveränderten nach den Analysen sowohl von Rammelsberg als von Weber zu gering, um die ersteren, wenn man auch berücksichtigt, dafs sie gewöhnlich nur zum Theil umgeändert sind, für ein in der Zusammensetzung von den durchsichtigen Boraziten verschiedenes Mineral zu halten.

Sind aber die Borazite mit fasriger Structur als in eine heteromorphe Substanz und zwar in Stasfurtit verändert anzusehen, so müssen sie in diesem Falle in Chlorwasserstoffsäure leicht auflöslich und vor dem Löthrohr auf der Kohle schmelzbar seyn. Das letztere ist augenscheinlich der Fall, das erstere bewährte sich durch den Versuch aber nur zum Theil, denn als der Verf. einige fasrige Borazitkrystalle feinzerrieben und in einem Reagenzglase mit derselben Chlorwasserstoffsäure, mit welcher er die durchsichtigen Krystalle behandelt hatte, kochte, schien sich erst nichts aufzulösen, als er aber das Reagenzglas nach einiger Zeit betrachtete, fand er, dafs sich nun auf der unaufgelöst gebliebenen Masse doch eine nicht unbedeutende Menge Borsäurehydrat abgesetzt hatte. Es war also doch ein Theil der fasrigen Krystalle durch die Chlorwasserstoffsäure zer setzt worden. Es ist möglich, und sogar wahrscheinlich, dafs der Grund, weshalb sich nicht alles aufgelöst hatte, darin lag, dafs die angewandten Borazitkrystalle nur zum Theil in Stasfurtit umgeändert waren, indessen bedarf die Sache doch noch weiterer Untersuchung.

In dem grofsen Schachte, welchen man jetzt in Stasfurt abteuft, ist man nun schon bis zu dem Stasfurtit gekommen. Hr. Apotheker Tuchen in Stasfurt hat meinem Bruder schon mehrere Stücke desselben, sowie auch Proben von den übrigen ihn begleitenden merkwürdigen Mineralien gesandt. Mein Bruder wird die Analyse des Stasfurtit wiederholen und darüber entscheiden, ob er dieselbe Zusammen-

setzung habe, als der Borazit. Vielleicht wird man nun auch Stücke von Stasfurtit antreffen, in welchen derselbe deutlicher krystallisirt ist, so daß man etwas genaueres über seine Krystallform wird bestimmen können.

XII. Ueber die Fluorescenz eines Stoffes in der Rinde von *Fraxinus excelsior*; vom Fürsten von Salm-Horstmar.

Wird das Decoct dieser Rinde erst mit Bleizucker gefällt, dann das Filtrat mit *Bleiessig* gefällt, dieser schöne gelbe Niederschlag gewaschen und feucht in wenig Wasser suspendirt, durch einen lang anhaltenden Strom von Schwefelwasserstoffgas vollständig zersetzt, das Schwefelblei etc. abfiltrirt, so erhält man ein gelbes Filtrat *ohne* Fluorescenz; sobald man aber, nach Entfernung des Schwefelwasserstoffs, die saure Flüssigkeit mit *Ammoniak* im Ueberschuß versetzt, (wobei kein Niederschlag entsteht, wenn das Schwefelwasserstoffgas alles gefällt hat, auch die Spuren von Antimon), so zeigt sich eine starke *blaue* Fluorescenz. Wird nun die Flüssigkeit im Sandbad in einem Glase bis zu dickem Syrup eingeengt und mit Alkohol übergossen, durchgerührt und erhitzt, so scheidet sich das Gummi aus und man erhält eine bräunliche stark fluorescirende Lösung, nachdem der Gummi abgeschieden ist. Man kann die Flüssigkeit noch durch Thierkohle entfärben, man erhält aber beim Eindampfen und Stehenlassen in der Kälte *keine* Krystalle, sondern es ist eine gummiartige Substanz von bitterem Geschmack.

Diese Flüssigkeit zeigt im Tageslicht die schönste *blaue* Fluorescenz, selbst wenn man einen Tropfen davon in etwas Alkohol im Glase herumschwenkt, so daß das Glas nur von der dünnsten Schicht überzogen ist. Hält

man nun dieses Glas in einen Kasten von blauem Kobaltglas, so tritt an die Stelle der *blauen* Fluorescenz eine *schwefelgelbe*.

Als ich die Fluorescenz der Flüssigkeit im Sonnenspectrum prüfte, fand ich keine Fluorescenz im Roth und im Gelb des Spectrums; sie begann erst im blauen Licht, war am stärksten in der Mitte des violetten Theils und war noch sichtbar in den unsichtbaren Strahlen hinter dem Ende des Violets.

Als ich nun die Auflösung von saurem schwefelsaurem Chinin und die von Aesculin in das durch eine starke Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd-Ammoniak gegangene Licht brachte, zeigten *beide* gleichfalls eine *gelbe* Fluorescenz, und dafs es auf keiner Täuschung beruhte, davon konnte man sich am Spiegelbild der Wände des blauen Kastens überzeugen, wo man das gelbe Licht im Spiegelbilde sah.

Es schienen also die blauen Strahlen des fluorescirenden Lichtes von der Flüssigkeit absorbirt zu werden und die gelben Strahlen, die das Blau enthielt, reflectirt zu werden.

XIII. *Ueber die Anwendung des galvanischen Stromes bei Bestimmung der absoluten magnetischen Inclination; von J. Lamont.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Gelehr. Anzeigen der München. Acad. 1856, Jan.)

Der galvanische Strom ertheilt einer frei beweglichen Nadel ein *magnetisches Moment*, und übt zugleich eine *Directionskraft* aus, deren Gröfse mit aller Präcision bestimmt werden kann. Es ist offenbar, dafs wenn man die Richtung und Kraft einer Nadel einmal unter der Einwirkung des Erdmagnetismus allein, dann unter der combinirten Einwirkung des Erdmagnetismus und eines galvanischen

Stromes beobachtet, Gleichungen¹ entstehen werden, die zu vortheilhafter Bestimmung verschiedener Constanten, wovon magnetische Messungen abhängig sind, angewendet werden können.

Zur Erläuterung begnüge ich mich damit, eine specielle Anwendung dieses Verfahrens bei der Messung der absoluten Inclination näher anzudeuten.

Bei den Zapfen einer Inclinations-Nadel kann man voraussetzen, daß jeder senkrechte Durchschnitt ein vollkommener Kreis ist; den sonst geforderten Bedingungen kann mechanisch nicht streng genügt werden. Ferner ist das Ummagnetisiren eine Operation, welche kaum vorgenommen werden kann, ohne daß der Schwerpunkt, sey es durch die Reibung, sey es durch die Handhabung der Nadel eine Aenderung erleidet. Soll demnach eine Inclinationsbestimmung sicher seyn, so muß bei den verschiedenen Operationen derselbe Theil der Zapfen auf den Lagern sich befinden, und die Nadel selbst darf weder ummagnetisirt, noch sonst mit der Hand berührt werden. Diesen Bedingungen ist durch Anwendung eines galvanischen Stromes, der in einem ziemlich weiten Kreise das Inclinatorium umgiebt, so zwar, daß die Ebene des Kreises durch die Axe der Nadel geht, und immer sehr nahe auf die Richtung der Nadel senkrecht steht, leicht zu genügen. Es wird eine erste Beobachtung in der gewöhnlichen Weise vorgenommen, bei einer zweiten Beobachtung läßt man den galvanischen Strom mit dem Erdmagnetismus wirken, bei einer dritten Beobachtung wird der Strom umgekehrt und wirkt dem Erdmagnetismus entgegen. Man muß alsdann das Inclinatorium um 180° im horizontalen Sinne drehen, und die drei Beobachtungen in derselben Weise wiederholen, so daß man im Ganzen sechs Beobachtungen, drei bei »Kreis Ost« und drei bei »Kreis West« erhält. Aus den daraus gebildeten sechs Gleichungen kann man nun den Einfluß der Schwere, die Collimation des Kreises und der magnetischen Axe der Nadel, so wie die absolute Richtung des Stromes eliminiren, und erhält eine

Bestimmung der Inclination, die weniger Operationen erfordert, und auf weit sicherern Einstellungen beruht, als die gewöhnliche Methode.

XIV. *Ozon-Beobachtungen im Jahre 1855;
von Prof. Dr. R. Wolf.*

Die Ozon-Beobachtungen, welche ich in der ersten Hälfte des Jahres noch selbst in Bern anstellte, und in der zweiten Hälfte von meinem Nachfolger, Hrn. Köch, in gleicher Weise fortgesetzt wurden, ergaben, als mittlere Summe der zweitäglichen Ablesungen, im

Januar	11,11	Winter	12,20
Februar	12,39	Frühling	9,31
März	12,27	Sommer	9,04
April	7,82	Herbst	8,73
Mai	7,85		
Juni	10,63	Jahr	9,82
Juli	8,68		
August	7,82		
September	9,10		
October	7,03		
November	10,05		
December	13,12		

Für die täglichen Beobachtungen, und die aus den früheren Beobachtungsjahren gezogenen Schlüsse verweise ich theils auf die Mittheilungen der naturforschenden Gesellschaft in Bern, theils auf meine Schrift: Ueber den Ozongehalt der Luft und seinen Zusammenhang mit der Mortalität. Bern 1855. 8.

Zürich den 2. Febr. 1856.

XV. *Der Halske'sche Stromunterbrecher.*

Das Princip dieses kleinen und sehr sauber ausgeführten Instruments ist bereits von Hrn. Dr. Sinsteden in seiner letzten Abhandlung (*Annal.* Bd. 96, S. 365) bei Gelegenheit einer ähnlichen, gleichfalls von Hrn. Halske construirten Vorrichtung auseinandergesetzt worden. Von dieser unterscheidet sich das gegenwärtige Instrument im Wesentlichen nur dadurch, daß es ein Individuum für sich darstellt, welches durch Drähte mit jedem beliebigen Inductionsapparat verbunden werden kann.

Fig. 14 und 15 Taf. V zeigen es, verkleinert nach einer von Hrn. Halske gefälligst mitgetheilten Zeichnung, im Auf- und Grundriss. Bei der im Allgemeinen bekannten Einrichtung des Wagner'schen Hammers werden wenige Worte hinreichen, die Abweichungen von diesem klar zu machen. *AB* ist ein Hebel, der sich bei *C* um eine horizontale Axe dreht und mittelst dieser von der Stütze *D* getragen wird. Durch die stählerne Spiralfeder *E*, die sich mittelst einer Schraube mehr oder weniger spannen läßt, wird der Hebelarm *CB* herunter, und folglich der andere *CA* in die Höhe gezogen, so daß letzterer, wenn kein elektrischer Strom durch das Instrument geht, das in einem Stift auslaufende Ende der von der Stütze *G* getragenen Schraube *F* berührt. Verbindet man *D* und *L* mit einer Volta'schen Kette *PZ*, so nimmt der Strom seinen Weg von *D* nach *F* und *G*, durch den Inductionsapparat *JJ* und den um das Hufeisen *M* gewickelten Draht nach *K*, *L* und zurück nach *D*, und, indem dabei das Hufeisen *M* zu einem Elektromagnet wird, zieht es den Anker *A* am Ende des Hebelarmes *CA* herab. Bei dem gewöhnlichen Hammer verläßt dabei dieser Arm sogleich den Stift der Schraube *F*, welchen er bis dahin berührte. Hier aber wird die Berührung noch eine Weile unterhalten, indem, wenn der Hebelarm herabgeht, sich die auf demselben

befindliche kleine Feder *nn* hebt, bis sie den Rand der Schraube *p* erreicht, und erst, wenn dieß geschehen ist, erfolgt die Trennung von dem Platinstift und somit die Oeffnung der galvanischen Kette. Das Umgekehrte findet statt, wenn nach der Oeffnung der Elektromagnet *M* seine Wirkung verliert und den Arm *AC* wieder in die Höhe steigen läßt. Er steigt, auch nachdem die Feder *nn* mit dem Stift der Schraube *F* in Berührung getreten ist, so lange bis sie von diesem ganz auf den Hebelarm nieder gedrückt ist. Durch beide Vorgänge wird, ohne daß der Act des Oeffnens der Kette an Plötzlichkeit verliert, die Dauer des Geschlossenseyns derselben beträchtlich verlängert, und damit zugleich aus bekannten Gründen die Intensität des Inductionsstroms erhöht. Außer diesem Vorzug empfiehlt sich dieses Instrument noch dadurch, daß es einen sehr leisen Gang besitzt.

Sämmtliche Theile desselben sind von Messing, mit Ausnahme derer, die nothwendig von einem anderen Material seyn müssen. Die Platte auf der kleinen Feder *nn*, gegen welche der Stift drückt, besteht aus einer Legirung von Platin. Die nöthige Isolation der verschiedenen Theile des Instruments, namentlich der Stützen *D* und *G*, ist dadurch bewerkstelligt, daß die Fußplatte, in welche sie eingeschraubt sind, von gehärtetem Kautschuck (sogenannter Kamm-Masse) gefertigt ist.

II, eine etwas federnde Messingzunge, welche sich um *L* in horizontaler Richtung drehen läßt und am andern Ende mit einer Handhabe und einem in das concave Stück *K* eingreifenden Knopf versehen ist, ist ein Schlüssel, um die Verbindung des Instruments mit der Volta'schen Kette jederzeit leicht herstellen und unterbrechen zu können. *P.*

XVI. *Elektricitätsleitung des Aluminiums.*

Da über die Elektricitätsleitung des Aluminiums bisher noch keine Untersuchung vorgenommen worden, so dürfte eine Messung derselben, wenn sie auch nicht auf die letzte Genauigkeit Anspruch macht, Interesse genug besitzen, um in ihrem Resultate veröffentlicht zu werden. Der dazu erforderliche Draht stammte von Hrn. Prof. Werther in Königsberg her, der ihn aus Pariser Aluminium hatte ziehen lassen, und seinen Gebrauch verdanke ich Hrn. Prof. Riefs. Er wurde verglichen mit Kupferdraht aus der Schumann'schen Fabrik hieselbst, der durch dasselbe Loch gezogen worden. Trotzdem waren beide Drähte, wie es gewöhnlich bei Verschiedenheit des Materials der Fall ist, nicht ganz gleich an Dicke. Nach einer mikroskopischen Messung des Hrn. Prof. Riefs betrug der Radius des Aluminiumdrahts 0,04989 par. Lin. und der des Kupferdrahts 0,05079. Von beiden Drähten wurden 49 par. Zoll ausgespannt, und bei gewöhnlicher Zimmertemperatur nach der Wheatstone'schen Methode mit dem neusilbernen Mefsdraht meines Rheochords verglichen. Es zeigte sich, dafs der Kupferdraht, hinsichtlich seines Widerstandes, gleich war 16,20 par. Zoll jenes Mefsdrahts, der Aluminiumdraht dagegen 32,72. Aus diesen Datis ergibt sich die Leitungsfähigkeit des Aluminiums = 51,30, wenn man die des Kupfers = 100 setzt. Das Aluminium leitet also die Elektricität nur etwa halb so gut wie Kupfer, ist aber doch nächst diesem, nächst Silber und Gold der beste Elektricitätsleiter. Wahrscheinlich verhält es sich auch so mit seiner Wärmeleitung ¹⁾.

Poggendorff.

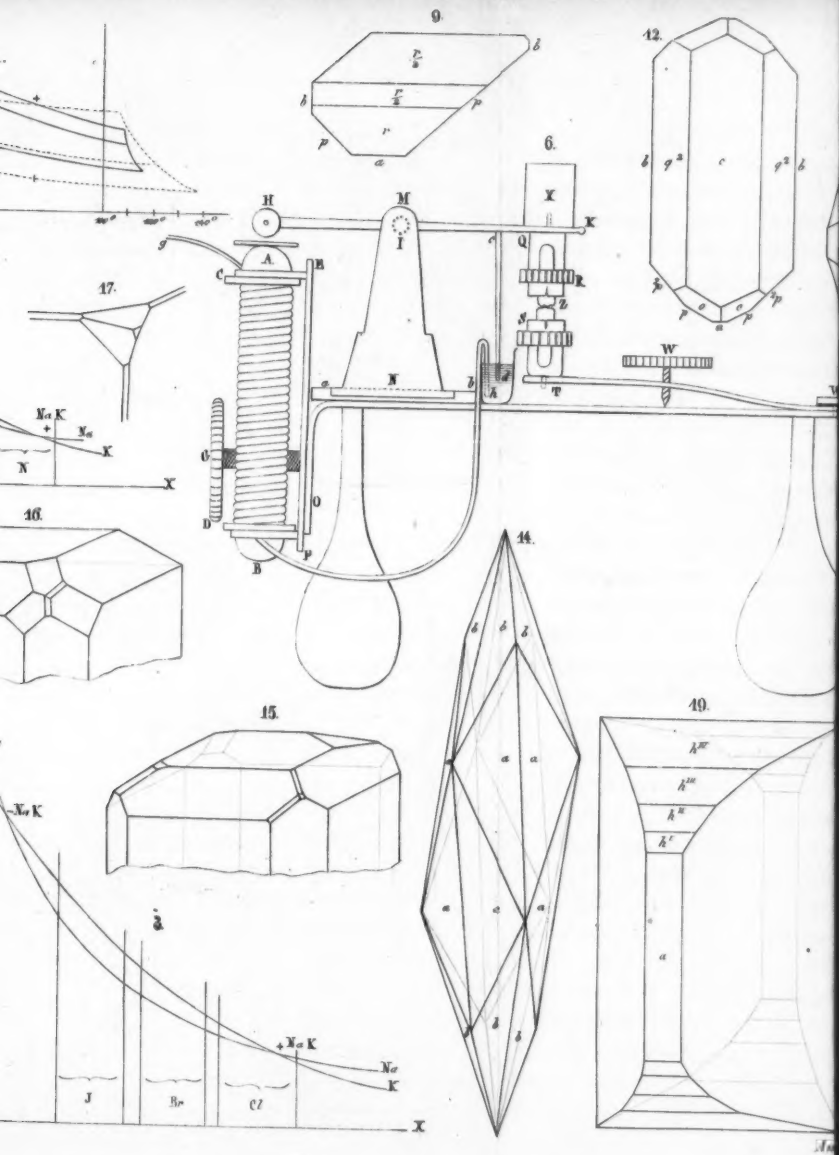
1) Aus dem eben erhaltenen Märzheft der *Ann. de chim. et de phys.* d. J. ersehe ich, dafs das in Paris käufliche Aluminium nicht ganz rein ist, sondern nach Hrn. Salvétat's Analyse in 100 enthält: 88,33 Aluminium, 6,38 Kupfer, 2,40 Eisen, 2,87 Silicium, nebst einer Spur von Blei. Die obige Bestimmung gilt also wahrscheinlich für eine ähnliche Legirung.

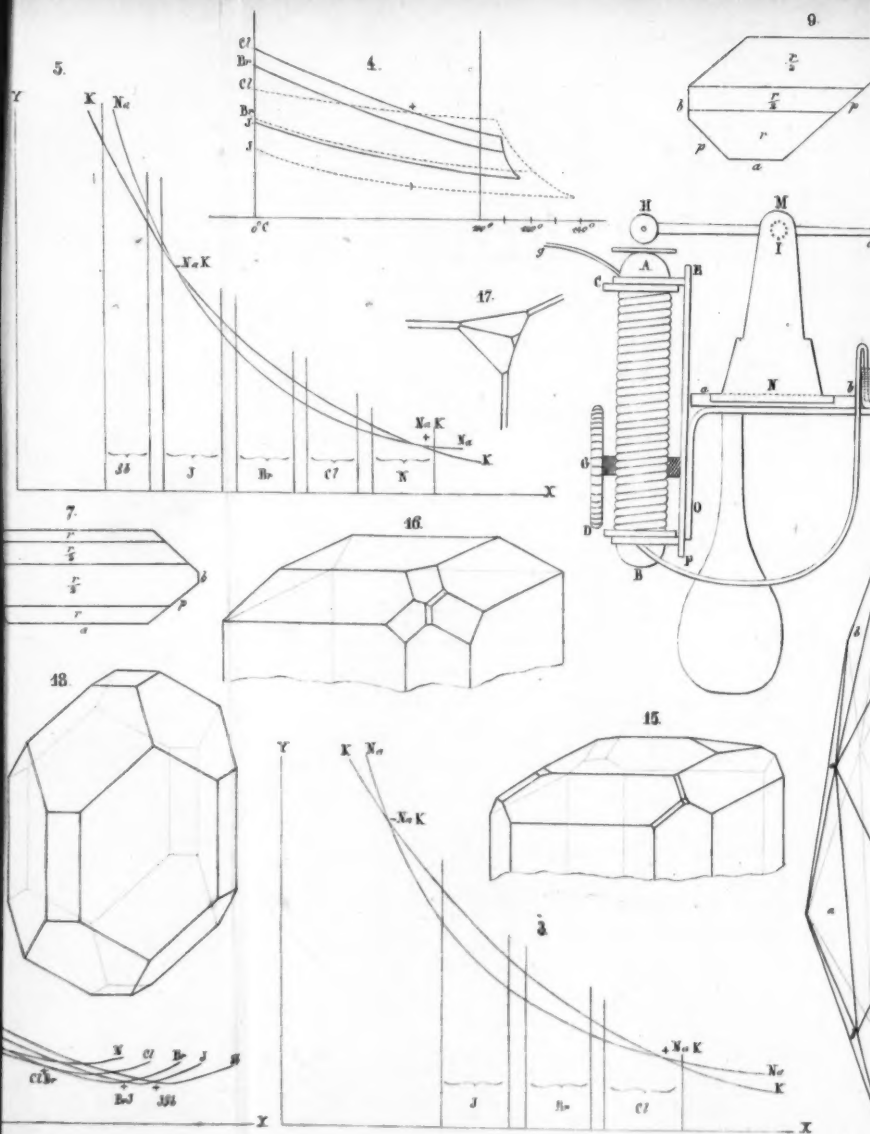
XVII. *Krystallform des Siliciums.*

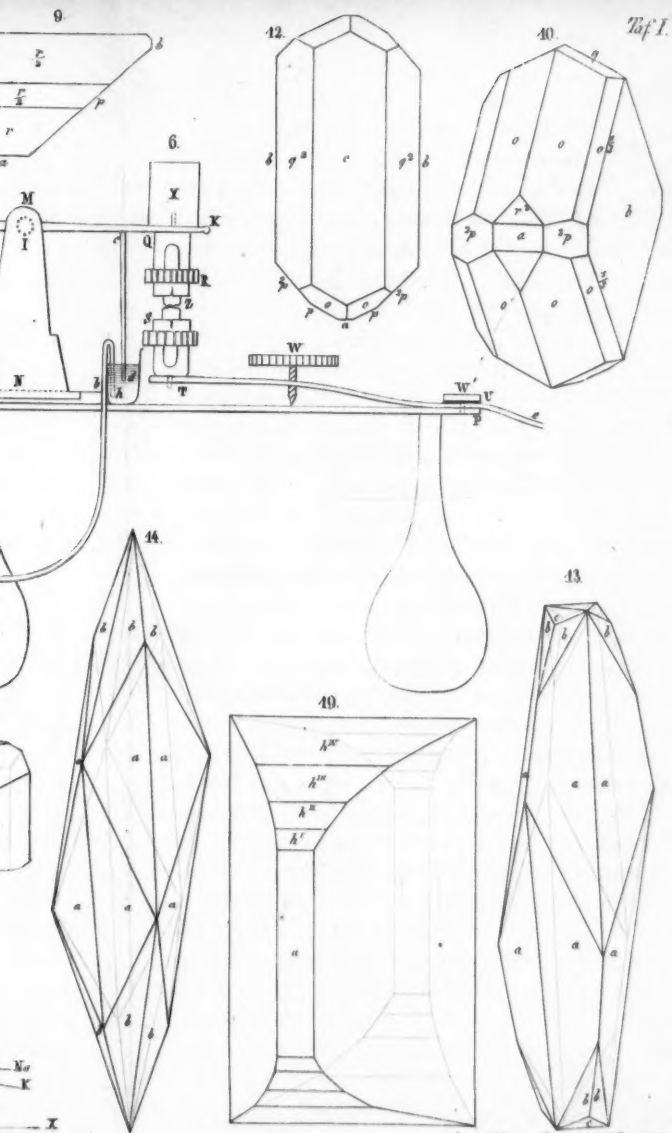
In einer früheren Notiz (*Compt. rend. T. XLII, p. 52*) hatte Hr. Sénarmont zu finden geglaubt, daß die Krystallform des Siliciums dem rhomboëdrischen Systeme angehöre; kürzlich (*a. a. O. p. 345*) berichtigt er diese Angabe dahin, daß die damals untersuchten Krystalle nicht sechsseitige Prismen und Rhomboëder seyen, sondern Rhombendodecaëder, ungemein verlängert in Richtung einer der hexaëdrischen Axen, und mit den drei Flächen eines regelmäßigen Tetraëders zur Endigung. Er hält sich demnach für berechtigt, die Krystallform des Siliciums, wie die des Diamants, für regelmäsig zu halten, jedoch mit einer gewissen Neigung zur tetraëdrischen Hemiëdrie. Bestätigt wird diese Ansicht dadurch, daß es Hrn. Descloizeaux gelungen ist, aus einer anderen von Hrn. Deville erhaltenen Probe Silicium fast isolirte Octaëder auszulesen, die an allen Kanten den Winkel $109^{\circ} 28'$ zeigten.

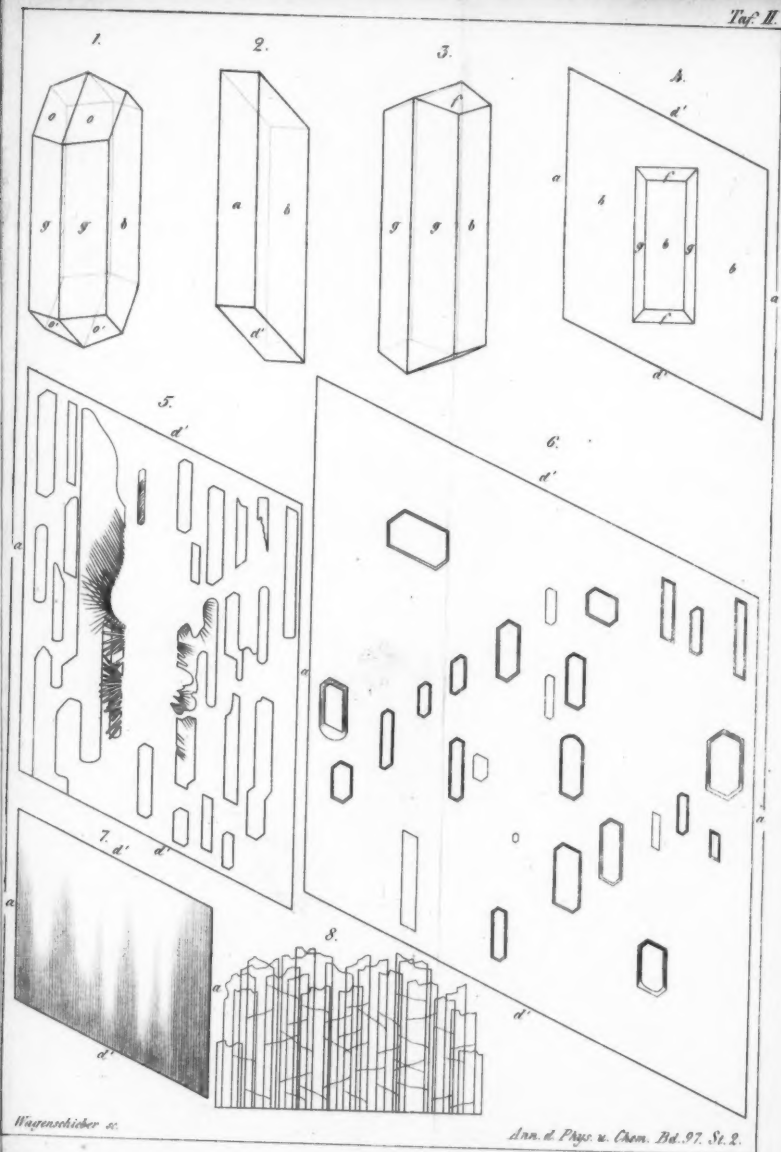
XVIII. *Nachtrag zum Aufsatz des Fürsten von Salm-Horstmar.*

So eben erhalte ich durch die Güte des Hrn. Verf. eine Probe des von ihm aus der Eschenrinde dargestellten Stoffs, und damit Gelegenheit, mich selbst von der ausgezeichneten Fluorescenz desselben zu überzeugen. Die bei Tage bläulich schillernde Lösung erscheint im blauen Inductionslicht wie eine schwefelgelbe Milch, ganz von der Farbe des Uranglases. P.

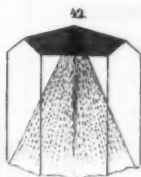
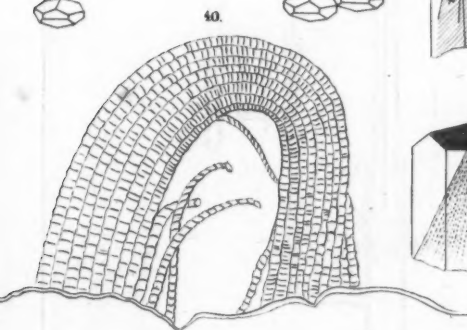
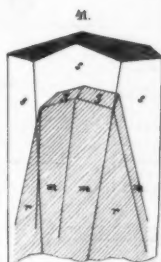
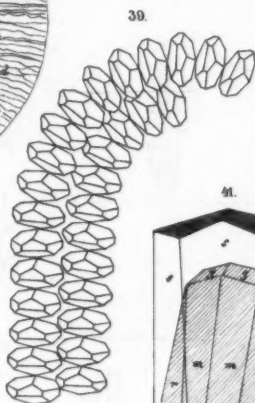
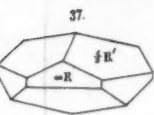
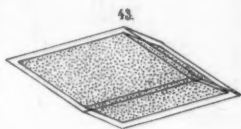
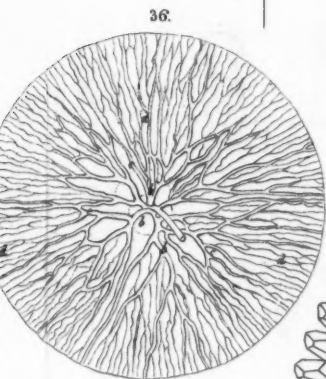
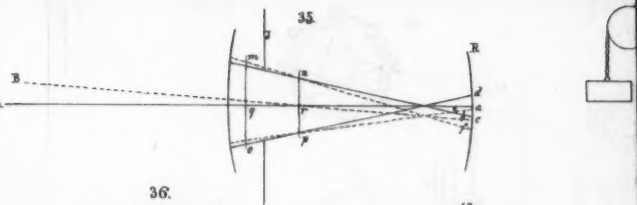




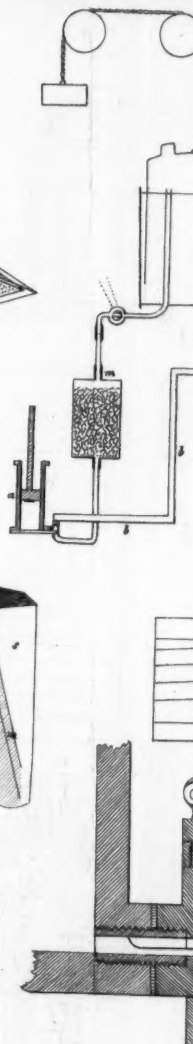
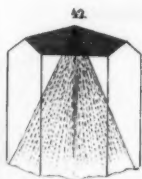
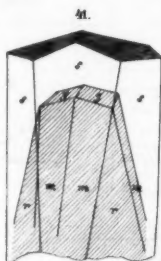
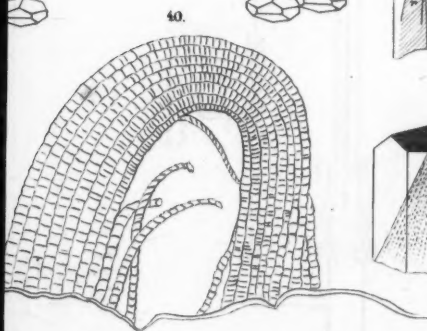
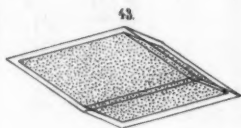
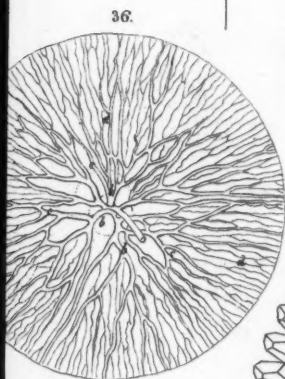
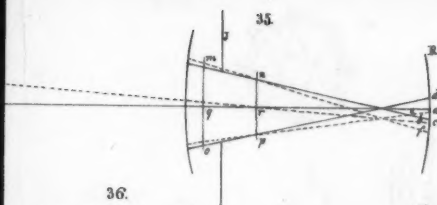


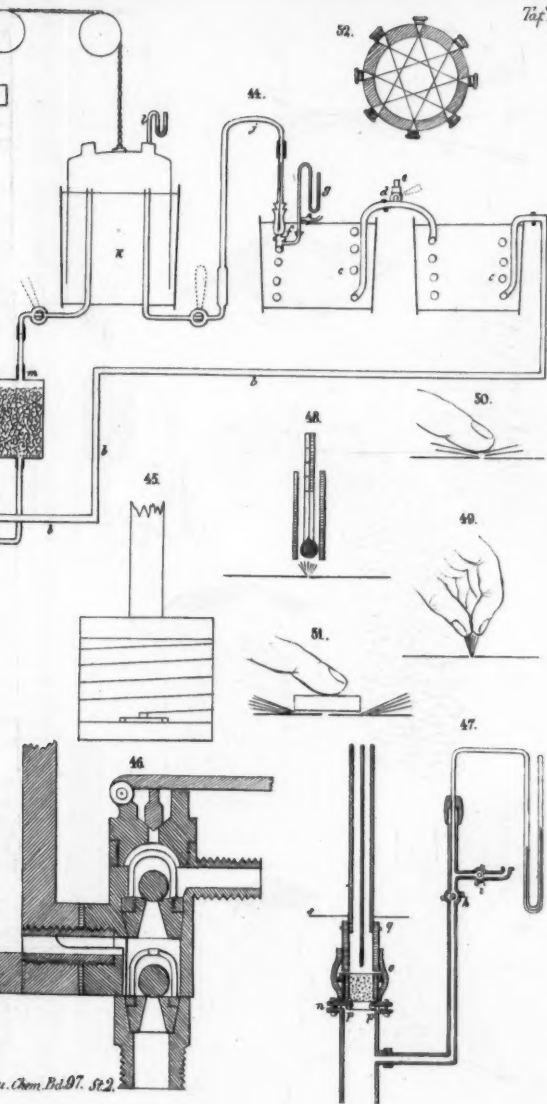


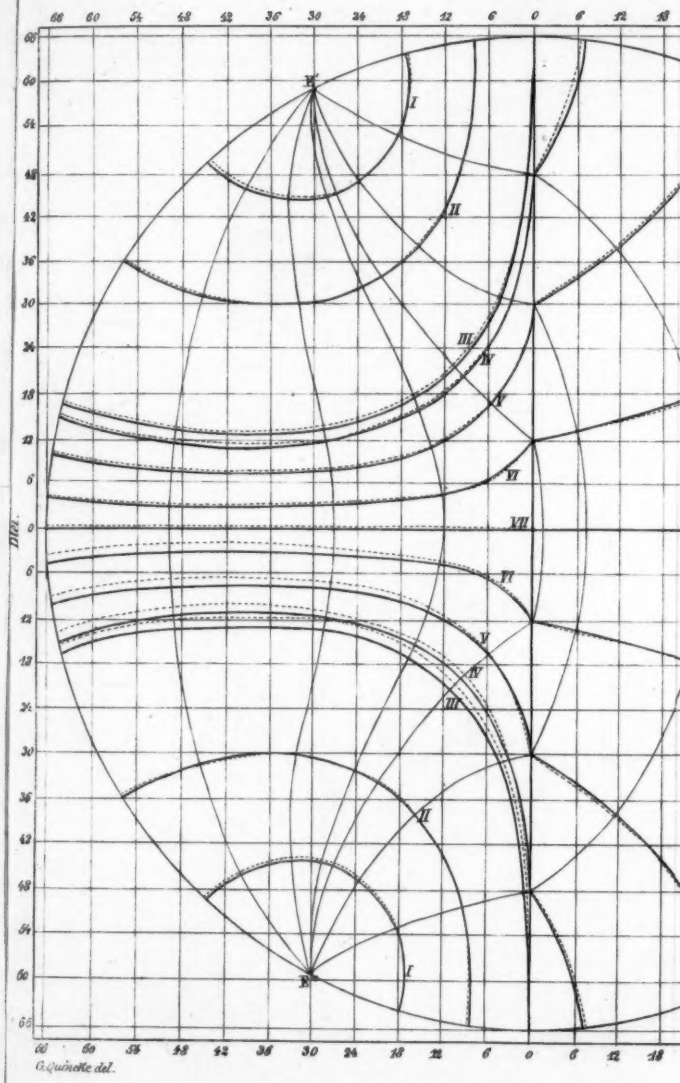


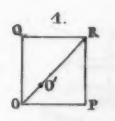
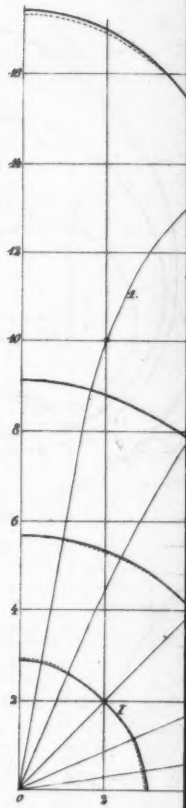
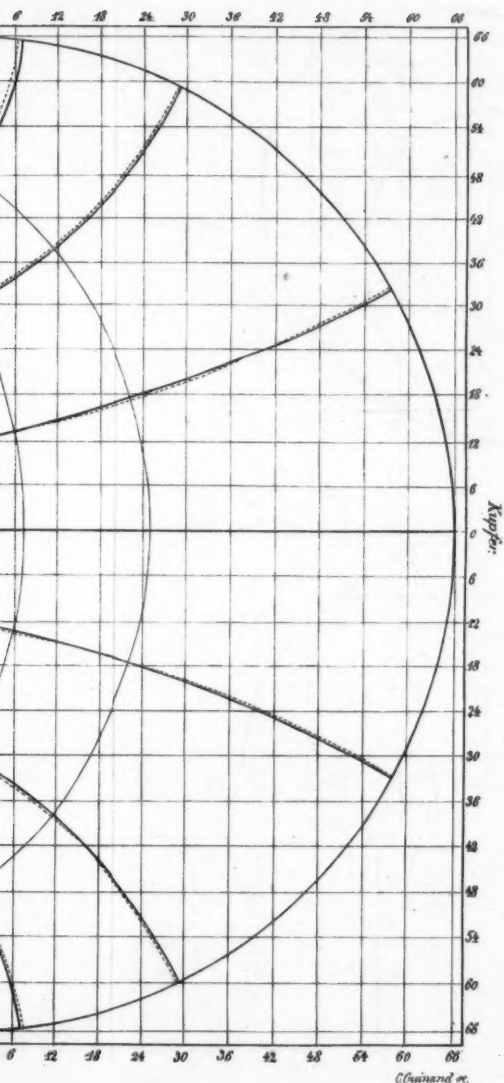


Ann. d. Phys. u. Ch.

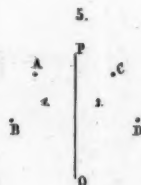
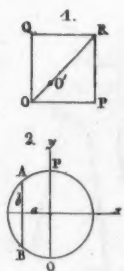
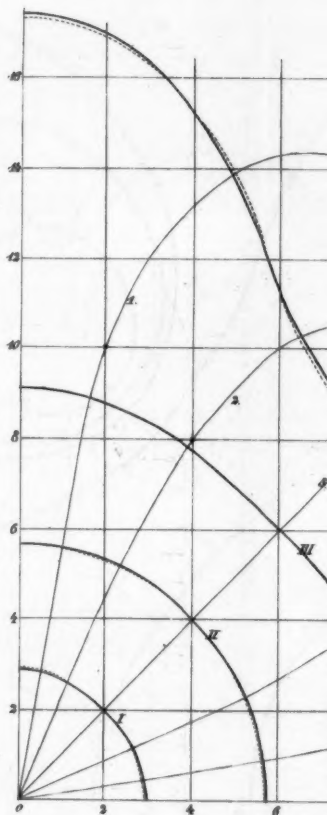
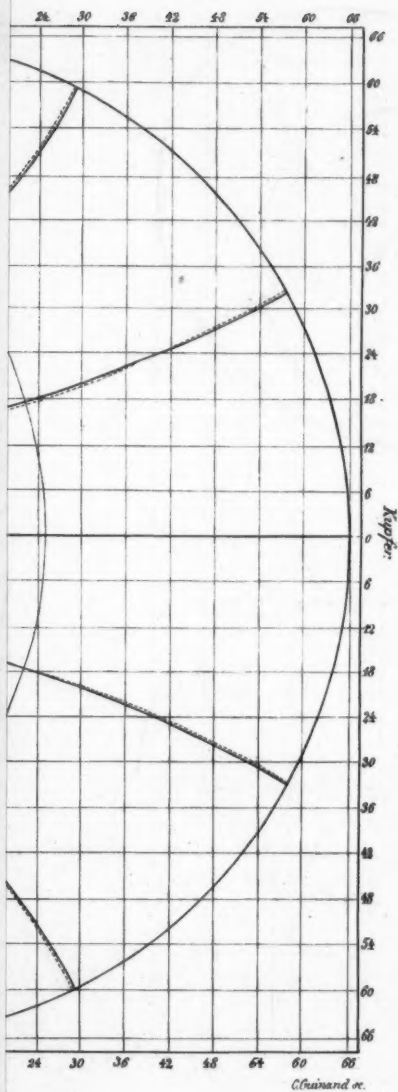


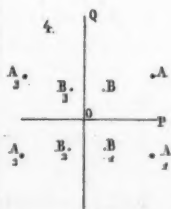
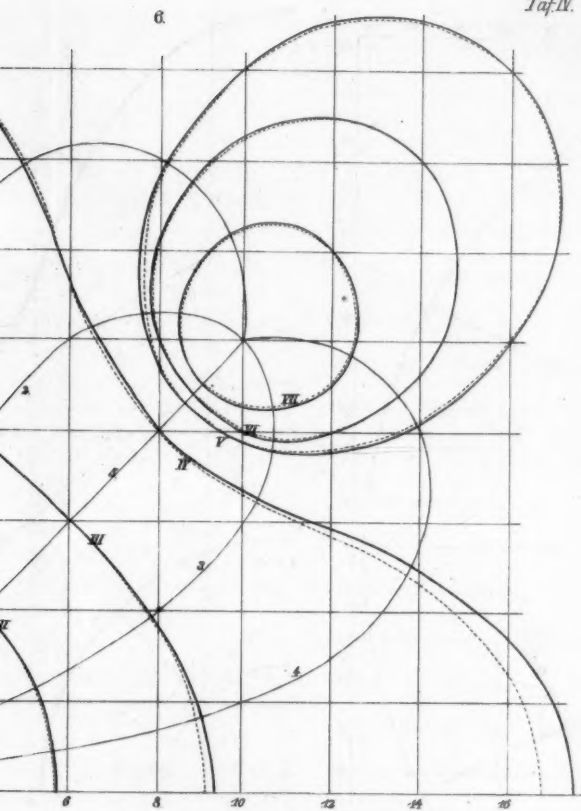


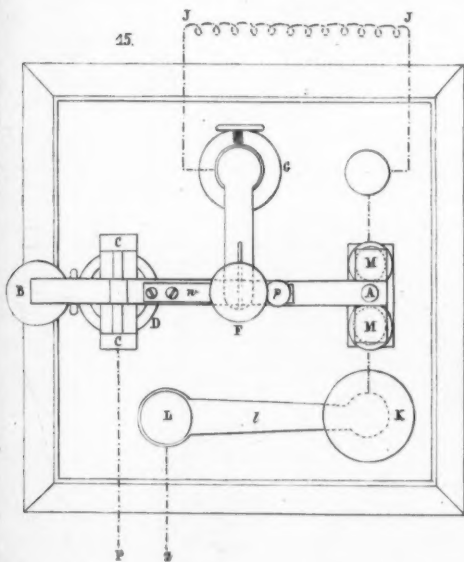
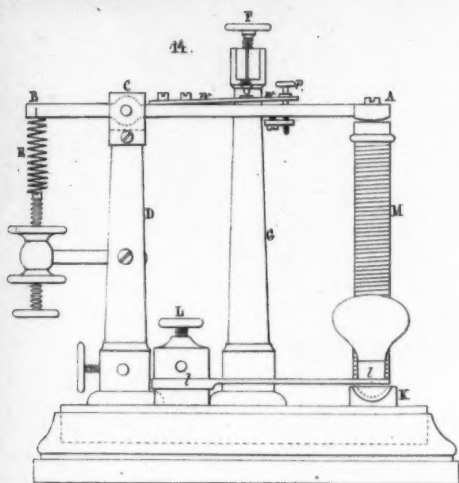




G. Guinand sc.







Guinand sc.

